

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
Ecole Nationale Polytechnique

École Nationale Polytechnique  
Département Électrotechnique

Université d'Artois  
Laboratoire Systèmes Électrotechniques et  
Environnement



MÉMOIRE DE PROJET DE FIN D'ÉTUDES

pour l'obtention du diplôme d'ingénieur en Électrotechnique

---

# Mesure, analyse statistique et modélisation de la tension d'apparition des décharges partielles dans des systèmes d'isolation électrique

---

Hadil ABBAS

*Sous la direction de :*

M. Stéphane DUCHESNE Professeur

M. Madjid TEGUAR Professeur

*Présenté et soutenu publiquement le 4 juillet 2024, devant le jury composé de :*

M. Youcef BENMAHAMED	MC-B	ENP	Président
M. Stéphane DUCHESNE	Professeur	Univ d'Artois	Promoteur
M. Madjid TEGUAR	Professeur	ENP	Promoteur
M. Abdelouahab MEKHALDI	Professeur	ENP	Examinateur



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
Ecole Nationale Polytechnique

École Nationale Polytechnique  
Département Électrotechnique

Université d'Artois  
Laboratoire Systèmes Électrotechniques et  
Environnement



MÉMOIRE DE PROJET DE FIN D'ÉTUDES

pour l'obtention du diplôme d'ingénieur en Électrotechnique

---

# Mesure, analyse statistique et modélisation de la tension d'apparition des décharges partielles dans des systèmes d'isolation électrique

---

Hadil ABBAS

*Sous la direction de :*

M. Stéphane DUCHESNE Professeur

M. Madjid TEGUAR Professeur

*Présenté et soutenu publiquement le 4 juillet 2024, devant le jury composé de :*

M. Youcef BENMAHAMED	MC-B	ENP	Président
M. Stéphane DUCHESNE	Professeur	Univ d'Artois	Promoteur
M. Madjid TEGUAR	Professeur	ENP	Promoteur
M. Abdelouahab MEKHALDI	Professeur	ENP	Examinateur

يركز هذا العمل على دراسة توتر ظهور التفريغ الجزئي (PDIV) في أنظمة العزل الكهربائي. أجريت قياسات PDIV على عينات ملتوية معيارية من الأسلاك النحاسية المصقولة بأقطار مختلفة، وهي 1,25 مم و0,5 مم. ثم تم إجراء تحليل إحصائي لدراسة تأثير ظروف التجارب وكذا فحص توزيعات القياسات. أخيرًا، باستخدام برنامجي Gmsh و GetDP، تم اقتراح نموذج ثنائي الأبعاد لحساب PDIV والتحقق من صلاحيته. أظهرت النتائج التجريبية أن PDIV يزداد مع زيادة قطر الأسلاك المصقولة. وكشف التحليل الإحصائي أن السلك المصقول ذا أكبر قطر 1,25 مم أقل حساسية لتغيرات في ظروف التجارب. أخيرًا، أظهرت نتائج نموذجنا ثنائي الأبعاد اتفاقًا جيدًا مع القياسات التجريبية، مما يؤكد موثوقية النموذج المقترح.

**الكلمات المفتاحية:** التفريغ الجزئي، توتر ظهور التفريغ الجزئي، التحليل الإحصائي، النمذجة، العينة الملتوية، السلك المصقول.

## Abstract

This study examines the partial discharge inception voltage (PDIV) in electrical insulation systems. PDIV measurements were conducted on standardised twisted specimens of enamelled copper wires different diameters namely 1,25 mm and 0,5 mm. Statistical analysis was then performed to investigate the effect of test conditions and examine the distributions of the measurements. Finally, using Gmsh and GetDP softwares, a two-dimensional (2D) model for calculating PDIV was proposed and validated. The experimental results demonstrated that PDIV increased with the diameter of the enamelled wires. Statistical analysis revealed that the enamelled wire of big diameter (1,25 mm) exhibited less sensitivity to variations in test conditions. Furthermore, the results of our 2D model demonstrated good agreement with the experimental data, confirming the reliability of the developed model.

**Keywords :** Partial discharges, partial discharge inception voltage, statistical analysis, modeling, twisted specimens, enamelled wires.

## Résumé

Ce travail se concentre sur l'étude de la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) dans les systèmes d'isolation électrique. Des mesures de la PDIV ont été effectuées sur des éprouvettes torsadées normalisées des fils émaillés en cuivre de différents diamètres à savoir 1,25 mm et 0,5 mm. Par la suite, une analyse statistique a été faite en vue d'étudier l'effet des conditions d'essais et d'examiner les distributions des mesures. Finalement, à l'aide des logiciels Gmsh et GetDP, un modèle bidimensionnel (2D) permettant de calculer la PDIV a été proposé et validé. Les résultats expérimentaux ont montré que la PDIV augmente avec les diamètres des fils émaillés. L'analyse statistique a révélé que le fil émaillé de grand diamètre (1,25 mm) est moins sensible aux variations des conditions d'essais. Enfin, les résultats de notre modèle 2D ont montré une bonne concordance avec les données expérimentales, confirmant la fiabilité du modèle développé.

**Mots clés :** Décharges partielles, tension d'apparition des décharges partielles, analyse statistique, modélisation, éprouvette torsadée, fil émaillé.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Systèmes Électrotechniques et Environnement (LSEE) de l'Université d'Artois. Que Messieurs, Les Professeurs Raphaël ROMARY, Directeur du LSEE, et Jean-Philippe LECOINTE, ex-directeur du LSEE, trouvent ici l'expression de ma très sincère reconnaissance pour m'avoir offert l'opportunité de rejoindre leur équipe.

Je tiens également à remercier chaleureusement mes promoteurs en l'occurrence Monsieur Stéphane DUCHESNE, Professeur à l'Université d'Artois, ainsi que Monsieur Madjid TEGUAR, Professeur et Directeur du Laboratoire de Recherche en Electrotechnique de l'ENP, pour m'avoir confié ce sujet de recherche et pour leur précieuse assistance tout au long de ce travail jusqu'à sa finalisation.

J'adresse mes chaleureux remerciements à Monsieur le Docteur Youcef BEN-MAHAMED pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du Jury et à Monsieur le Professeur Abdelouahab MEKHALDI qui a bien voulu juger mon travail et m'honorer de sa participation dans le Jury.

Je suis également reconnaissante envers toutes les personnes du LSEE pour leur soutien précieux sur les plans scientifique et technique, me permettant de mener à bien ce travail de recherche.

*Hadil ABBAS*

## Dédicaces

*À mes chers parents, qui ont été ma source d'inspiration. Votre amour, vos sacrifices, votre soutien inconditionnel et vos prières m'ont porté tout au long de ce chemin vers la réussite.*

*Une dédicace spéciale à mon cher frère Issam, « le futur ingénieur », pour son soutien constant et son encouragement moral.*

*À toute ma famille qui m'a encouragé, spécialement ma grand-mère Fatma (que Dieu prolonge sa vie), mon oncle Abdelhak et ma tante Safia.*

*À ma sœur et mes frères, dans vos sourires, je trouve du réconfort.*

*À mes précieux amis qui m'ont accompagné et poussé à avancer tout au long de mon cheminement.*

*Je vous remercie du fond du cœur pour chaque geste d'amour, chaque parole encourageante et chaque moment partagé. Vous avez joué un rôle essentiel dans ma réussite.*

*Merci.*

*Hadil ABBAS*

# Table des matières

Liste des tableaux	7
Table des figures	8
Introduction générale	12
<b>1 Généralités sur les décharges électriques</b>	<b>14</b>
1.1 Introduction . . . . .	14
1.2 Décharges électriques . . . . .	14
1.2.1 Définition des décharges électriques dans les gaz . . . . .	14
1.2.2 Notions de base sur la formation des décharges électriques . . . . .	15
1.2.3 Formation des décharges électriques . . . . .	16
1.2.4 Mécanisme de Townsend . . . . .	17
1.2.4.1 Modélisation mathématique du mécanisme de Townsend . . . . .	18
1.2.5 Loi de Paschen . . . . .	19
1.2.5.1 Correction de PEEK . . . . .	21
1.2.5.2 Correction de Dunbar . . . . .	22
1.3 Décharges partielles . . . . .	24
1.3.1 Définition des décharges partielles . . . . .	24
1.3.2 Caractérisation des décharges partielles . . . . .	24
1.3.3 Classification des décharges partielles . . . . .	25
1.3.4 Méthodes de détection et de mesure des décharges partielles . . . . .	26
1.3.4.1 Détection électrique . . . . .	26
1.3.4.2 Détection acoustique . . . . .	27
1.3.4.3 Détection optique . . . . .	27
1.3.4.4 Détection chimique . . . . .	27

1.3.5	Méthode de reconnaissance des décharges partielles . . . . .	28
1.4	Conclusion . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Mesure de la tension d'apparition des décharges partielles et interprétation des résultats</b>	<b>32</b>
2.1	Introduction . . . . .	32
2.2	Préparation des échantillons . . . . .	32
2.3	Montage expérimental et procédure de mesure de la PDIV . . . . .	35
2.4	Résultats des essais . . . . .	37
2.5	Analyse statistique . . . . .	41
2.5.1	Distribution des mesures . . . . .	41
2.5.2	Application de la loi normale . . . . .	41
2.6	Conclusion . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Calcul numérique de la tension d'apparition des décharges partielles</b>	<b>48</b>
3.1	Introduction . . . . .	48
3.2	Présentation des logiciels Gmsh et GetDP . . . . .	48
3.3	Modélisation géométrique et maillage du système d'étude . . . . .	49
3.4	Formulation électrostatique du problème . . . . .	52
3.4.1	Équations de Maxwell . . . . .	52
3.4.1.1	Formulation du potentiel vecteur . . . . .	53
3.4.1.2	Formulation du potentiel scalaire . . . . .	54
3.5	Résultats numériques en utilisant GetDP . . . . .	54
3.6	Méthode de constructions de lignes de champ . . . . .	55
3.6.1	Méthode de sélection automatique de la surface de départ des lignes de champ électrique . . . . .	56
3.6.2	Méthode itérative pour construire les lignes de champ . . . . .	57
3.7	Critère de Paschen . . . . .	61
3.8	Méthode itérative de calcul de la PDIV théorique . . . . .	62
3.9	Évaluation de notre modèle à travers un exemple précédemment étudié . . . . .	65
3.10	Conclusion . . . . .	71
	<b>Conclusion générale et perspective</b>	<b>72</b>



**Bibliographie**

**73**

# Liste des tableaux

1.1	Paramètres A et B obtenus empiriquement pour différents gaz . . . . .	20
1.2	Caractéristiques permettant de reconnaître le type de décharge . . . . .	31
2.1	Caractéristiques des fils utilisés . . . . .	34
2.2	Résultats des essais de mesure de la PDIV sur les éprouvettes torsadées avec du fil de diamètre de 1,25 mm . . . . .	39
2.3	Résultats des essais de mesure de la PDIV sur les éprouvettes torsadées avec du fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	40
2.4	Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour le fil de diamètre de 1,25 mm . . . . .	42
2.5	Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour le fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	43
2.6	Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour les éprouvettes 1 à 15 du fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	44
2.7	Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour les éprouvettes 16 à 30 du fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	45
3.1	Paramètres de la courbe de Paschen . . . . .	64
3.2	Données de l'exemple étudié par Collin . . . . .	65

# Table des figures

1.1	Représentation schématique de la collision entre deux particules de rayons $r_1$ et $r_2$	16
1.2	Représentation schématique du phénomène d'avalanche électronique dans l'espace inter-électrodes . . . . .	17
1.3	Schéma du mécanisme de Townsend . . . . .	18
1.4	Tension d'amorçage de claquage en fonction du produit pression-distance inter-électrodes pour différents gaz . . . . .	21
1.5	Correction de la courbe de Paschen dans l'air selon la loi de Peek pour des températures allant de $-50^{\circ}\text{C}$ à $200^{\circ}\text{C}$ . . . . .	22
1.6	Correction de la courbe de Paschen dans l'air selon la loi de Dunbar pour différentes températures allant de $-50^{\circ}\text{C}$ à $200^{\circ}\text{C}$ . . . . .	23
1.7	Influence de la température sur les courbes de Paschen calculées en appliquant les corrections Peek et Dunbar . . . . .	23
1.8	Classification des décharges partielles selon Kreuger . . . . .	26
1.9	Schéma électrique d'un système de détection électrique . . . . .	27
1.10	DP interne dans a) un défaut artificiel cylindrique; b) un défaut interne d'un transformateur et c) un défaut artificiel dans une résine époxyde . . . . .	29
1.11	DP couronne en configuration a) pointe-plan et b) plan-pointe . . . . .	29
1.12	DP surfacique sur les barres de stator . . . . .	29
2.1	Fils utilisés pour réaliser des éprouvettes torsadées normalisées . . . . .	33
2.2	Machine "Turns" . . . . .	33
2.3	Appareil de dénudation . . . . .	34
2.4	Éprouvettes normalisées torsadées des fils émaillés en cuivre . . . . .	35
2.5	Schéma électrique du dispositif de mesure des DP . . . . .	36
2.6	Cage de Faraday . . . . .	36
2.7	Auto transformateur . . . . .	37
2.8	ICM compact en présence d'activité des DP . . . . .	37

2.9	Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour le fil de diamètre de 1,25 mm . . . . .	43
2.10	Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour le fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	44
2.11	Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour les éprouvettes 1 à 15 du fil de diamètre de 0,5 mm . . . . .	45
2.12	Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour les éprouvettes 16 à 30 du fil 0,5 mm . . . . .	46
3.1	Modélisation géométrique en 2D d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre	50
3.2	Modélisation géométrique en 2D d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre	50
3.3	Maillage d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre . . . . .	51
3.4	Maillage d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre . . . . .	52
3.5	Cartes de champ et de potentiel pour l'éprouvette de 1,25 mm de diamètre . . .	55
3.6	Cartes de champ et de potentiel pour l'éprouvette de 0,5 mm de diamètre . . . .	55
3.7	Organigramme de la méthode de sélection automatique de la surface de départ .	56
3.8	Organigramme de la méthode itérative pour construire les lignes de champ . . .	58
3.9	Lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre	59
3.10	Lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre .	59
3.11	Différence de potentiel en fonction de la longueur des lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre . . . . .	60
3.12	Différence de potentiel en fonction de la longueur des lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre . . . . .	60
3.13	Critère de Paschen . . . . .	61
3.14	Organigramme de la méthode itérative de calcul de la PDIV théorique . . . . .	63
3.15	Calcul de la PDIV théorique pour une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre	64
3.16	Calcul de la PDIV théorique pour une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre	65
3.17	Géométrie et maillage de la configuration de Collin sur ANSYS . . . . .	66
3.18	Géométrie et maillage de la configuration sur Gmsh . . . . .	66
3.19	Résultats de la résolution du problème électrostatique avec GetDP . . . . .	67
3.20	Lignes de champ calculées par Collin . . . . .	67
3.21	Lignes de champ calculées par notre méthode . . . . .	68
3.22	Zoom sur les lignes de champ calculées par notre méthode . . . . .	68

3.23	Différences de potentiel en fonction de la longueur des lignes de champ calculées par notre méthode pour la configuration de Collin . . . . .	69
3.24	Intersection de lignes de champ avec la courbe de Paschen par la méthode de Collin . . . . .	70
3.25	Intersection de lignes de champ avec la courbe de Paschen par notre méthode . .	70

# Introduction générale

En tant que discipline clé dans le développement technologique moderne, l'électrotechnique souligne l'importance cruciale d'étudier la tension d'apparition des décharges partielles (partial discharge inception voltage, PDIV) dans les systèmes d'isolation électrique. Cette étude est une démarche indispensable pour maintenir la sécurité et l'intégrité des infrastructures électriques. Les décharges partielles (DPs) sont des phénomènes électriques qui, bien que localisés, peuvent avoir des conséquences néfastes sur la performance et la fiabilité des équipements électriques [1, 2]. Ainsi, comprendre et modéliser ces décharges est crucial pour améliorer la durabilité et l'efficacité des systèmes d'isolation électrique.

Malgré l'importance des DPs, leur apparition et leur comportement restent complexes et souvent imprévisibles. Cette complexité est exacerbée par les variations dans les matériaux utilisés, les conditions environnementales et les configurations géométriques des systèmes. La modélisation et l'analyse statistique de la PDIV peuvent fournir des insights précieux pour prédire et prévenir ces phénomènes, contribuant ainsi à la conception de systèmes électriques plus robustes.

Depuis de nombreuses années, des recherches ont été entreprises pour comprendre, anticiper et maîtriser les phénomènes de décharges partielles, dans le but de garantir la durabilité des systèmes d'isolation électrique. La communauté scientifique, et particulièrement le Laboratoire Systèmes Electrotechniques et Environnement (LSEE), se sont penchés sur ces problématiques dans le contexte des machines électriques tournantes [3, 4] et des systèmes de connexion [5, 6].

Notre étude porte sur la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) évoluant dans les systèmes d'isolation électrique, notamment dans l'air environnant des fils émaillés. Pour cela, nous avons réalisé des mesures de cette tension sur des éprouvettes torsadées normalisées des fils émaillés en cuivre de différents diamètres, suivies d'une analyse statistique pour étudier les distributions de ces mesures. Par la suite, un modèle 2D permettant le calcul de la PDIV pour une géométrie déterminée a été proposé et validé. Pour ce faire, les logiciels Gmsh et GetDP ont été utilisés.

Ainsi, notre mémoire est structuré en trois chapitres distincts. Le premier chapitre est dédié à un état de l'art concernant les décharges électriques dans les gaz, en mettant l'accent sur l'air ; faisant partie des systèmes d'isolation électrique, objet de cette étude. Nous y présentons les fondements des décharges électriques, en détaillant les définitions, les grandeurs physiques et le mécanisme physique de Townsend. La loi de Paschen y est également abordée [7]. La seconde partie du chapitre se concentre sur les décharges partielles, leur définition, leur classification, ainsi que les méthodes de détection, de mesure et de reconnaissance de ces décharges.

Le deuxième chapitre porte sur la mise en œuvre expérimentale et l'analyse des résultats obtenus. Nous y décrivons les processus de préparation des échantillons, comprenant des éprouvettes normalisées, torsadées, avec deux diamètres de fils différents : 1,25 mm et 0,5 mm. Ensuite, nous présentons le montage expérimental et la procédure de mesure de la PDIV. Les résultats des essais, obtenus à partir de multiples tests sur les deux types de fils, sont analysés statistiquement pour comprendre l'influence des conditions de mesure sur la PDIV.

Enfin, le troisième chapitre aborde le développement et la validation d'un modèle 2D de calcul de la PDIV pour une géométrie donnée. Nous utilisons les logiciels Gmsh et GetDP pour la modélisation géométrique, le maillage et la résolution du problème électrostatique. Les résultats obtenus, sous forme de cartes de champ et de potentiel électriques, sont intégrés dans notre modèle de calcul de la PDIV. Nous validons notre modèle en le comparant aux données expérimentales et en l'appliquant à un exemple étudié dans la littérature.

Nous terminons notre mémoire par une conclusion générale représentant une synthèse globale de notre travail. Cette conclusion est suivie par des perspectives qui ouvrent des voies pour de futures recherches et améliorations dans le domaine des décharges partielles et de leur application pratique dans les systèmes d'isolation électrique.

# Chapitre 1

## Généralités sur les décharges électriques

### 1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons un état de l'art concernant les décharges électriques dans les gaz. Les fondements des décharges électriques seront évoqués dans la première partie du chapitre, en s'attardant sur les définitions, les grandeurs physiques et le mécanisme physique de Townsend. La loi de Paschen y sera également dévoilée, avec sa définition, son expression mathématique et les ajustements nécessaires en fonction de l'environnement.

L'accent sera mis dans la seconde partie du chapitre sur les décharges partielles, en examinant leur définition et leur classification. Des méthodes de détection, de mesure et de reconnaissance de ces décharges y seront également détaillées.

### 1.2 Décharges électriques

#### 1.2.1 Définition des décharges électriques dans les gaz

Par définition, les décharges électriques dans les gaz résultent de l'application d'un champ électrique suffisamment puissant pour ioniser les atomes et molécules du gaz, créant ainsi un grand nombre de porteurs de charge libres. Cette ionisation massive permet ensuite la circulation d'un courant électrique intense [8].

En fait, un atome de gaz, comme tout atome, se compose d'un noyau ayant une charge électrique positive et d'électrons chargés négativement en orbite. Normalement, les atomes de gaz ont une charge nulle car les charges positives et négatives s'annulent, et contrairement aux conducteurs d'électricité, les électrons ne sont pas mobiles. Cependant, dans certaines conditions, notamment en champ électrique élevé, les gaz peuvent devenir ionisés à mesure que les électrons sont libérés, entraînant le flux de courant électrique. Ce phénomène se manifeste sous forme de décharges électriques qui se développent dans les régions de champ intense, conduisant à des étincelles (décharges de faible courant) ou à des arcs électriques (décharges de haute énergie) [9].

Les décharges électriques ont été observées au travers des manifestations des phénomènes électriques et électromagnétiques présents dans l'atmosphère (foudre, éruptions volcaniques et l'aurore boréale).



## 1.2.2 Notions de base sur la formation des décharges électriques

La formation de décharges électriques dans un gaz est liée au transfert d'énergie dû aux collisions entre les porteurs de charges (les électrons) accélérées par un champ électrique externe avec des particules neutres. Les électrons jouent un rôle majeur dans ce processus en raison de leur faible masse et donc de leur grande mobilité [10].

Pour commencer une décharge électrique dans un gaz neutre, il est essentiel d'avoir au moins un porteur de charge libre, également connu sous le nom d'électron de germe. Il est possible de le produire par l'ionisation des atomes ou des molécules de gaz neutres, causée par la radioactivité naturelle de la terre, le rayonnement cosmique, la lumière UV ou injection de la cathode [11, 12]. Ce processus peut être exprimé comme suit :



où  $a$  représente un atome ou une molécule de gaz,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence de rayonnement,  $a^+$  l'atome ou la molécule de gaz ionisé et  $e^-$  l'électron germe [13].

On peut estimer que l'ordre de grandeur du taux de génération d'électrons germes dû à ce processus est d'environ  $5 \text{ à } 20 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$  [14].

Pour initier une décharge électrique, il est nécessaire d'accélérer les électrons initiaux à l'aide d'un champ électrique externe présent dans le gaz. Dans un contexte de laboratoire, cela signifie souvent dans l'espace de gaz qui sépare deux électrodes, une anode polarisée positivement et une cathode polarisée négativement. En raison de leur accélération dans le champ électrique, les électrons initiaux entrent en collision avec les atomes ou les molécules du gaz. Nous distinguons deux types de collisions [15] :

- Les collisions élastiques : au cours desquelles les particules se heurtent, mais leur énergie interne reste inchangée. Lors de ces collisions, la quantité de mouvement et l'énergie cinétique du système sont préservées. En d'autres termes, les particules dévient leur trajectoire sans subir de pertes d'énergie interne.
- Les collisions inélastiques : se produisent lorsque des particules entrent en collision et que leur énergie interne augmente. Ces collisions peuvent entraîner l'ionisation d'une particule, contribuant ainsi à la formation et à l'évolution d'une décharge électrique.

Pour qu'une collision ionisante se produise, ce qui est nécessaire pour provoquer une décharge électrique, l'énergie acquise doit être supérieure ou égale à l'énergie d'ionisation  $W_i$  des atomes ou molécules du gaz :

$$e\bar{E}x \geq W_i \quad (1.2)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $\bar{E}$  l'intensité moyenne du champ électrique et  $x$  la distance de déplacement de l'électron germe.

L'énergie gagnée par un électron dans un champ électrique est liée à sa distance de déplacement avant collision, définie comme le libre parcours moyen noté  $\lambda$  [11].

$$\lambda = \frac{1}{\sigma N} \quad (1.3)$$

où  $\sigma$  représente la section efficace de collision et  $N$  est la densité du gaz.

La section efficace de collision  $\sigma$  varie selon le gaz et se calcule de la manière suivante [16] :

$$\sigma = \pi (r_1 + r_2)^2 \quad (1.4)$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons des particules impliquées dans la collision. Ce qui peut être représenté sur la figure (1.1).

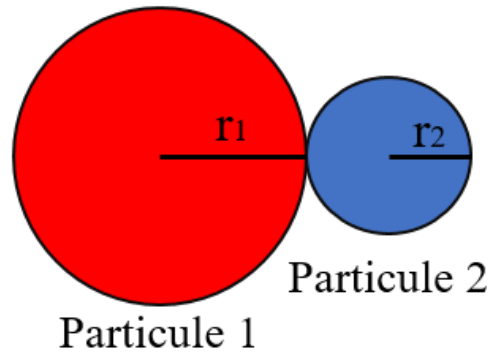


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la collision entre deux particules de rayons  $r_1$  et  $r_2$

La densité du gaz  $N$  [17] :

$$N = \frac{n_V}{V_G} \quad (1.5)$$

où  $n_V$  est le nombre de particules du gaz et  $V_G$  le volume de gaz.

Selon la loi des gaz parfaits [18] :

$$pV_G = n_V K_B T \Rightarrow N = \frac{n_V}{V_G} = \frac{p}{K_B T} \quad (1.6)$$

où  $p$  est la pression du gaz,  $K_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Donc, l'équation (1.3) peut s'écrire [17] :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma} \frac{K_B T}{p} \quad (1.7)$$

La pression est directement liée à la densité du gaz. En d'autres termes, plus la densité du gaz est grande, plus la pression est augmentée. En observant le comportement des électrons de germe, on constate que lorsque la pression du gaz diminue, la distance parcourue par ces électrons avant leur collision avec un atome ou une molécule de gaz s'allonge. Ainsi, à faible pression, le libre parcours moyen des électrons est considérablement élevé, ce qui augmente leur énergie. Cependant, dans un système de dimensions finies, cette augmentation de l'énergie s'accompagne d'une réduction du nombre de collisions possibles [17].

Inversement, lorsque la pression du gaz est plus élevée, la distance parcourue par l'électron de germe avant sa collision est plus courte. Cela entraîne une énergie de collision plus faible et réduit la probabilité d'ionisation des atomes ou des molécules de gaz. Il est également important de noter que la température a un effet opposé sur le libre parcours moyen ; à des températures plus élevées, le libre parcours moyen augmente. En fin de compte, c'est la densité du gaz qui détermine la distance moyenne entre les collisions [17].

### 1.2.3 Formation des décharges électriques

Considérons un gaz confiné entre deux électrodes planes conductrices, aux bornes desquelles une différence de potentiel est appliquée. Dans cette configuration, un électron dans le gaz est

accélééré par le champ électrique généré. Cet électron peut alors gagner assez d'énergie pour ioniser une particule neutre lors d'une collision. Chaque électron ainsi produit par ionisation peut, à son tour, créer d'autres électrons et molécules ionisées lors de son trajet vers l'anode. Cette série de phénomènes, connus sous le nom d'"ionisation primaire", déclenche une avalanche électronique qui conduit à une décharge électrique [10, 19].

Toutefois, le nombre d'électrons générés exclusivement par des collisions ionisantes ne suffit pas à maintenir la décharge active, ce qui requiert un apport continu en électrons germes après chaque avalanche. En parallèle, un autre processus, celui de l'émission secondaire, se produit. Les ions formés près de la cathode durant l'avalanche sont propulsés vers celle-ci par le champ électrique et, en frappant le métal, ils peuvent déclencher l'émission d'électrons si leur énergie cinétique dépasse deux fois l'énergie nécessaire pour libérer les électrons du métal. Ces électrons émis servent alors de nouvelle source d'électrons germes [10, 15].

La figure (1.2) représente schématiquement la création d'une décharge électrique.

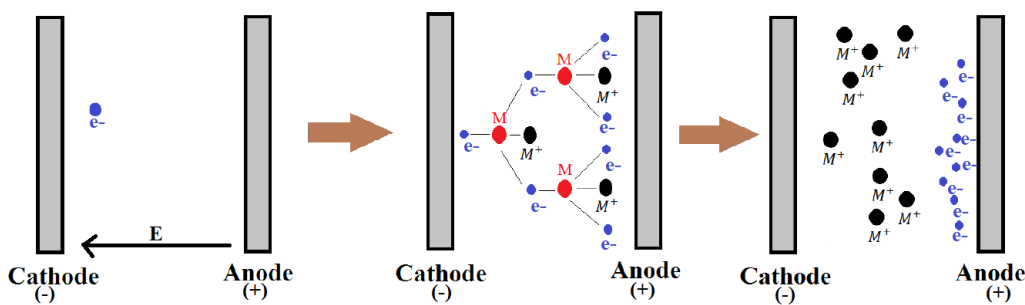


FIGURE 1.2 – Représentation schématique du phénomène d'avalanche électronique dans l'espace inter-électrodes

### 1.2.4 Mécanisme de Townsend

Le mécanisme de Townsend, permet de décrire mathématiquement le processus qui entraîne une avalanche d'électrons et éventuellement une décharge auto-entretenu. Ce mécanisme a été décrit pour la première fois par le physicien irlandais John Sealy Townsend au début du 20<sup>ème</sup> siècle [20].

Ce mécanisme se produit aux faibles produits «  $pd$  » ( $p$  : pression du gaz et  $d$  : distance inter-électrodes) et valable uniquement en champ uniforme. Il est observé pour un produit pression-distance inter-électrodes  $pd < 200$  torr cm avec  $1 \text{ torr} = 0,0013322 \text{ bar}$ .

La condition d'allumage stipule qu'un électron initial, libéré de la cathode, doit générer au moins un nouvel électron à la cathode par le biais d'une avalanche d'électrons et de ses effets rétroactifs. Ce nouvel électron peut alors déclencher sa propre avalanche d'électrons. La création de nouveaux électrons à la cathode peut se produire par photoémission ou par impact d'ions positifs sur la cathode, un phénomène appelé émission secondaire.

Si cette condition est satisfaite, chaque avalanche d'électrons en crée au moins une autre, conduisant à la formation d'un canal de décharge et éventuellement à un claquage entre les électrodes. En revanche, si le nombre de nouveaux électrons générés est inférieur au nombre d'électrons initiaux, aucun canal de décharge ne peut être formé et aucune défaillance entre les électrodes n'est possible, mettant fin au processus d'avalanches d'électrons.

Le schéma du mécanisme de Townsend est illustré sur la figure (1.3).

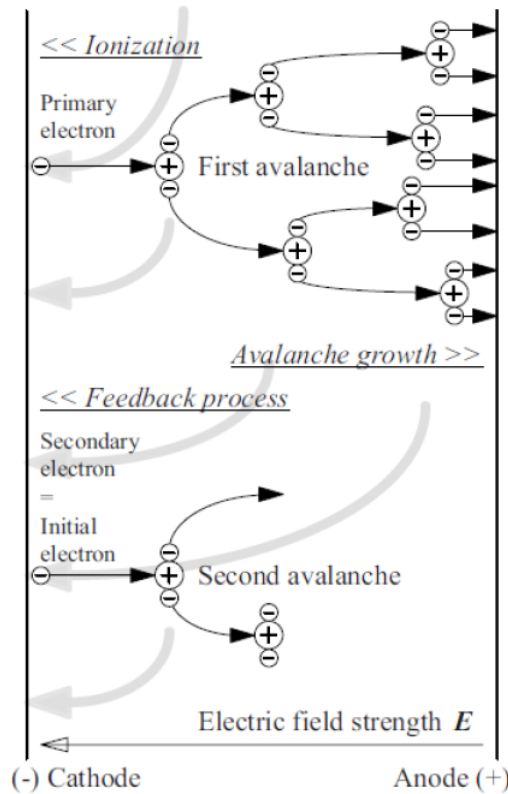


FIGURE 1.3 – Schéma du mécanisme de Townsend [13]

#### 1.2.4.1 Modélisation mathématique du mécanisme de Townsend

Afin de comprendre et d'analyser le comportement des avalanches d'électrons dans les gaz soumis à un champ électrique intense, il est crucial de recourir à une approche de modélisation mathématique. Cette approche permet de quantifier les différents paramètres clés du mécanisme de Townsend, tels que les coefficients d'ionisation et d'émission secondaire, et de prédire les conditions nécessaires à l'amorçage d'une décharge autonome.

- Premier coefficient de Townsend  $\alpha$  : est défini comme étant le nombre d'électrons produits par unité de longueur parcourue dans la direction du champ lors d'une avalanche électronique. Cela dépend de la nature du gaz (énergie d'ionisation, section efficace de collision, ...), de l'intensité du champ électrique (vitesse relative lors de la collision entre les atomes ou molécules de gaz) et de la pression (densité du gaz, libre parcours moyen, ...)[13]
- Deuxième coefficient de Townsend  $\gamma$  : il illustre le ratio des électrons émis par la cathode via émission secondaire au nombre d'ions positifs ayant bombardé cette dernière [13].
- Critère de décharge autonome de Townsend [21] :

Dans un système caractérisé par un champ uniforme, où  $n_0$  électrons sont introduits à la cathode via un processus externe (comme la radiation ou le rayonnement, ...). Influencés par le champ, ces électrons se dirigent vers l'anode, gagnant ainsi de l'énergie cinétique. Lors de collisions avec les molécules de gaz neutres, ils provoquent leur ionisation.

La formation d'ions positifs se produit lorsque les molécules sont ionisées. Dans le cas où chaque molécule perd un électron, le nombre d'ions positifs générés est égal au nombre d'électrons reçus. De cette manière, l'espace entre les électrodes sera constitué d'une répartition d'électrons qui sera calculée en se basant sur la définition du premier coefficient de Townsend. Le premier coefficient de Townsend, noté  $\alpha$ , désigne le nombre d'électrons

$dn_x$  générés au cours d'une avalanche électronique à partir de  $n_x$  électrons se déplaçant sur une distance  $dx$ . Ainsi :

$$\frac{dn_x}{n_x} = \alpha dx \quad (1.8)$$

Par intégration, on trouve :

$$\int \frac{dn_x}{n_x} = \int \alpha dx \Rightarrow \ln(n_x) = \int \alpha dx$$

La répartition des électrons en fonction de l'abscisse  $x$  sera donnée par :

$$n_x = Ae^{\int \alpha dx} \quad (1.9)$$

Étant donné l'uniformité du champ, le premier coefficient de Townsend reste constant. En conséquence, l'équation précédemment établie (1.9) peut être simplifiée comme suit :

$$n_x = Ae^{\alpha x} \quad (1.10)$$

En prenant en compte la condition à  $x = 0$  (à la cathode) où  $n_x = n_0$ , nous obtenons  $A = n_0$ , et ainsi, l'expression finale de la distribution devient :

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.11)$$

À  $x = d$  (à l'anode) :

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} \quad (1.12)$$

En exploitant le deuxième coefficient de Townsend  $\gamma = \frac{n_{e^-}}{N_+}$ , on trouve :

$$n_{e^-} = \gamma N_+ = \gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) \quad (1.13)$$

Si le nombre d'électrons libérés  $n_{e^-}$  est inférieur à  $n_0$ , l'avalanche électronique cessera après quelques cycles. À l'inverse, si ce nombre  $n_{e^-}$  excède  $n_0$ , le total d'électrons se multipliera de manière continue, entraînant l'établissement d'une décharge électrique. D'où le critère de Townsend de décharge autonome [21] :

$$n_{e^-} \geq n_0 \Rightarrow \gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) \geq n_0 \Rightarrow \gamma (e^{\alpha d} - 1) \geq 1 \quad (1.14)$$

La limite est définie par :

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.15)$$

### 1.2.5 Loi de Paschen

La loi de Paschen, nommée d'après le physicien allemand Friedrich Paschen qui l'a établie empiriquement en 1889 [7], est un outil essentiel pour comprendre les conditions qui mènent au claquage dans les gaz. Cette loi stipule que la tension de claquage électrique initiale dans un gaz, c'est-à-dire la tension minimale nécessaire pour provoquer une décharge électrique, est déterminée par le produit de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes.

$$U = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{\ln\left(\frac{1}{\gamma}+1\right)}\right)} \quad (1.16)$$

où  $p$  est la pression du gaz,  $d$  la distance entre les électrodes et  $\gamma$  coefficient d'émission secondaire ou plutôt deuxième coefficient de Townsend.

Cette relation est valable dans le contexte d'un champ électrique homogène idéal situé entre deux électrodes planes infinies. Paschen a pu démontrer la relation entre la tension de claquage, la pression et la distance entre les électrodes en s'appuyant sur le critère de Townsend de décharge autonome (équation (1.14)). Ainsi la limite critère de Townsend peut être exprimé par :

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.17)$$

D'autre part [7] :

$$\alpha = Ape^{-\frac{B}{E}p} = Ape^{-\frac{B}{U}pd} \quad (1.18)$$

On aura donc :

$$\frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = Ape^{-\frac{B}{U}pd} \quad (1.19)$$

d'où :

$$U = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)}\right)} \quad (1.20)$$

Les constantes A et B peuvent être calculées selon [22] :

$$A = \frac{\sigma}{K_B T} \quad (1.21)$$

$$B = \frac{W_i \sigma}{e K_B T} \quad (1.22)$$

où  $W_i$  est l'énergie d'ionisation des atomes ou molécules de gaz,  $\sigma$  la section efficace de collision,  $e$  la charge élémentaire,  $K_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Le tableau (1.1) présente les valeurs des paramètres empiriques A et B pour certains gaz ainsi que les domaines de validité exprimés en unités de champ électrique réduit  $E/p$ .

TABLE 1.1 – Paramètres A et B obtenus empiriquement pour différents gaz [22]

Gaz	A $10^2$ ( $\text{bar}^{-1} \text{ mm}^{-1}$ )	B $10^2$ ( $\text{V bar}^{-1} \text{ mm}^{-1}$ )	Domaine de validité de $(E/p)$ $10^2$ ( $\text{V bar}^{-1} \text{ mm}^{-1}$ )
$H_2$	3,8	98,8	114-456
$N_2$	9,12	259,92	76-456
$CO_2$	15,2	354,16	380-760
Air	11,4	277,4	76-608
$H_2O$	9,88	220,4	114-760
HCl	19	288,8	152-760
He	2,28	25,84	15,2-114
Ne	3,04	76	76-304
Ar	10,64	136,8	76-456
Kr	12,92	182,4	76-760
Xe	19,76	266	152-608
Hg	15,2	281,2	152-456

La figure (1.4) représente la variation de la tension d'amorçage de claquage en fonction du produit de la pression (1 torr = 0,00133322 bar) et de la distance entre les électrodes pour différents gaz, illustrant ainsi l'impact de la nature du gaz sur ce phénomène.

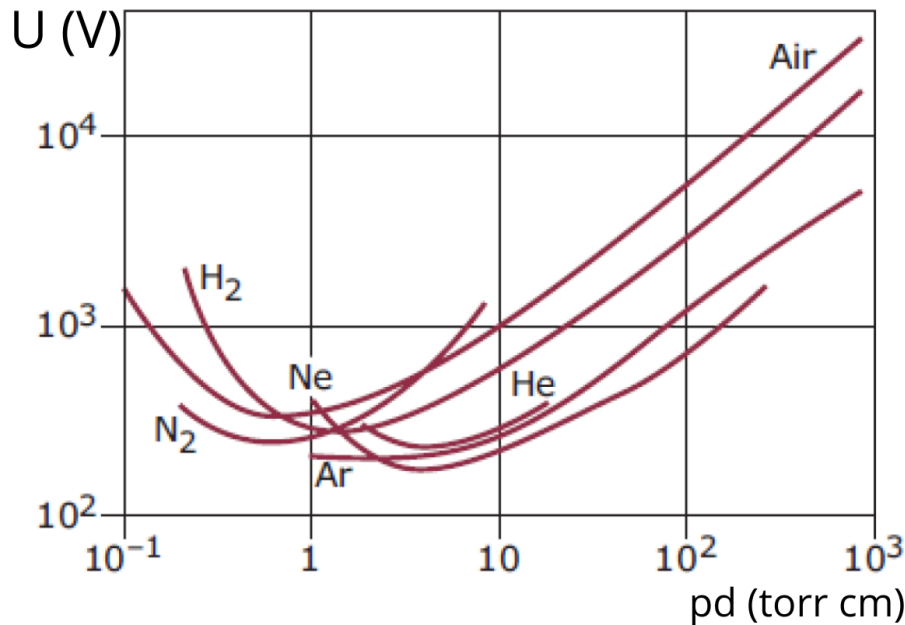


FIGURE 1.4 – Tension d'amorçage de claquage en fonction du produit pression-distance inter-électrodes pour différents gaz [23]

La courbe de Paschen est en forme de "U". Elle présente un minimum de tension pour une certaine valeur de produit  $pd$ . Lorsque le produit  $pd$  diminue (au-dessous de la valeur qui correspond au minimum de la courbe), pour des petites distances inter-électrodes, le champ est intense mais la pression étant petite, la densité atomique est réduite. Il y a moins de particules donc moins d'ionisation par collision, d'où l'augmentation de la tension nécessaire pour le claquage. Lorsque le produit  $pd$  augmente (au-dessus de la valeur qui correspond au minimum de la courbe), pour des grandes distances inter-électrodes, le champ est faible, ainsi plus la pression augmente plus le libre parcours moyen des électrons devient petit par rapport à la distance qui sépare les électrodes. Le nombre croissant de chocs que les électrons subissent durant leur parcours de la cathode vers l'anode ralentit leur vitesse, nécessitant une tension de plus en plus grande pour provoquer l'amorçage de claquage.

### 1.2.5.1 Correction de PEEK

La correction Peek, du nom de l'ingénieur américain Frank William Peek Jr., ajuste la tension de claquage en utilisant un facteur de correction  $C_p$  qui peut être exprimé par [24] :

$$C_p = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (1.23)$$

où  $p$  et  $T$  sont les valeurs de la pression et de la température réelles et  $p_0$  et  $T_0$  les valeurs de la pression et de la température dans les conditions atmosphériques normales ( $p_0 = 1,01325$  bar,  $T_0 = 288.15$  K) [25, 26].

La tension de claquage résultante peut être calculée en multipliant l'équation (1.20) avec le facteur de correction de Peek exprimé en (1.23). La correction de Peek conduit à une augmentation de la valeur de la tension de claquage quand la température diminue et n'engendre aucun changement de la position du minimum de Paschen sur l'axe  $pd$ .

La figure (1.5) montre l'effet de la température sur la loi de Paschen en appliquant le facteur de correction de Peek [27].

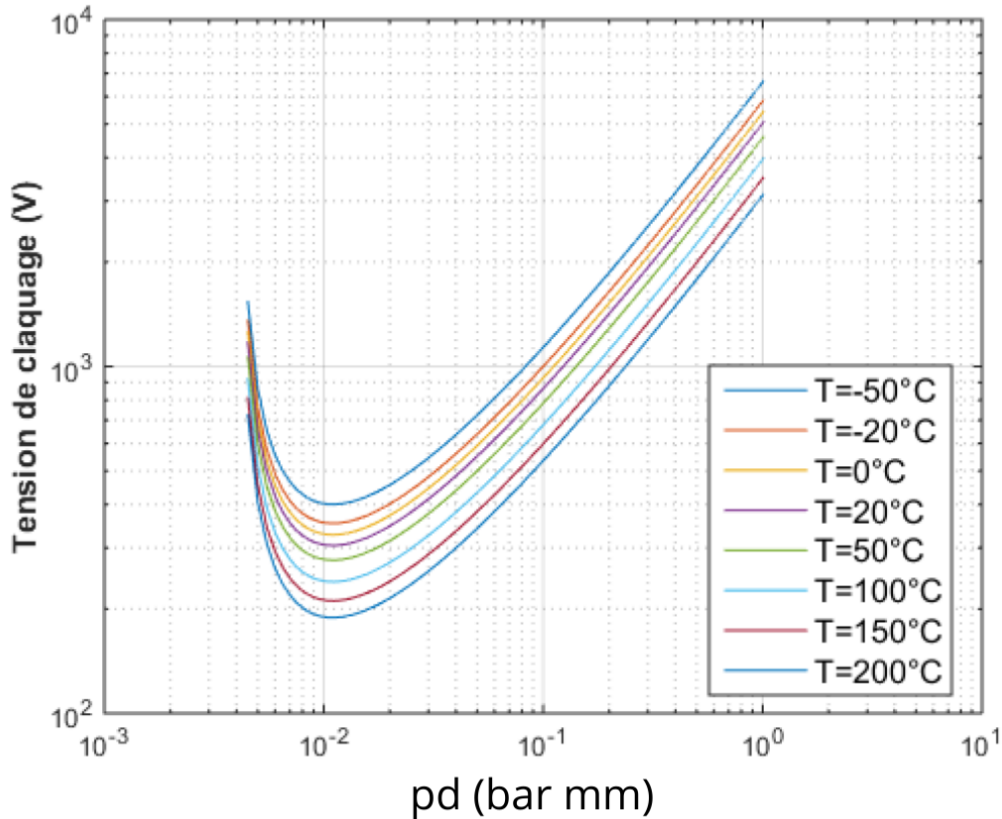


FIGURE 1.5 – Correction de la courbe de Paschen dans l'air selon la loi de Peek pour des températures allant de  $-50^{\circ}\text{C}$  à  $200^{\circ}\text{C}$  [27]

### 1.2.5.2 Correction de Dunbar

Selon l'ajustement proposé par William G. Dunbar, un ingénieur américain, il est postulé que le volume d'un gaz demeure invariable, impliquant ainsi que toute variation de pression est directement liée à des changements de température, conformément à la loi des gaz parfaits. En considérant une pression initiale  $p_0$  et une température initiale  $T_0$  dans des conditions normales, il est possible de déterminer la pression  $p$  correspondant à une température donnée  $T$  selon cette approche [28] :

$$p = p_0 \cdot \frac{T}{T_0} \quad (1.24)$$

Cette correction révèle que le minimum de Paschen demeure constant pour les différentes valeurs de température, tandis que le reste de la courbe se déplace vers la droite (entraînant ainsi des tensions d'amorçage moins élevées pour les mêmes produits  $pd$ ) lorsque la température augmente [29].

La figure (1.6) montre l'effet de la température sur la loi de Paschen en appliquant le facteur de correction de Dunbar [27].



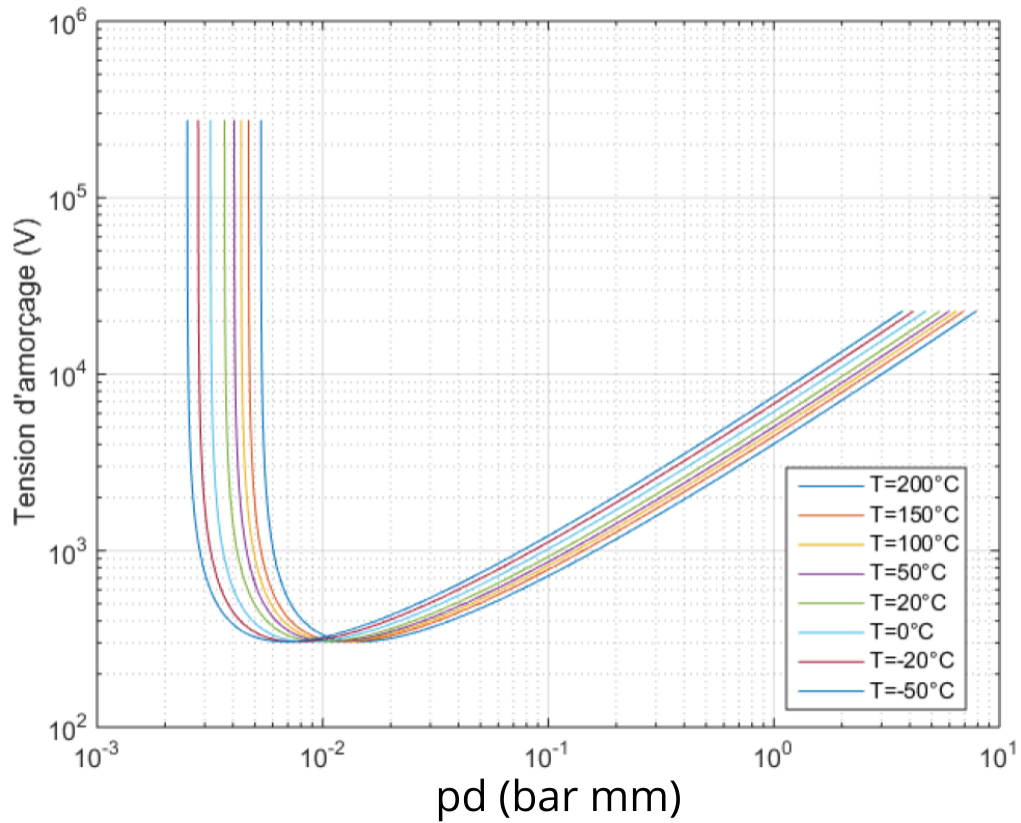


FIGURE 1.6 – Correction de la courbe de Paschen dans l’air selon la loi de Dunbar pour différentes températures allant de  $-50^{\circ}\text{C}$  à  $200^{\circ}\text{C}$  [27]

Comparaison des corrections de Peek et Dunbar de la loi de Paschen à  $400^{\circ}\text{C}$ , avec la courbe standard de Paschen à température ambiante sur la figure (1.7).

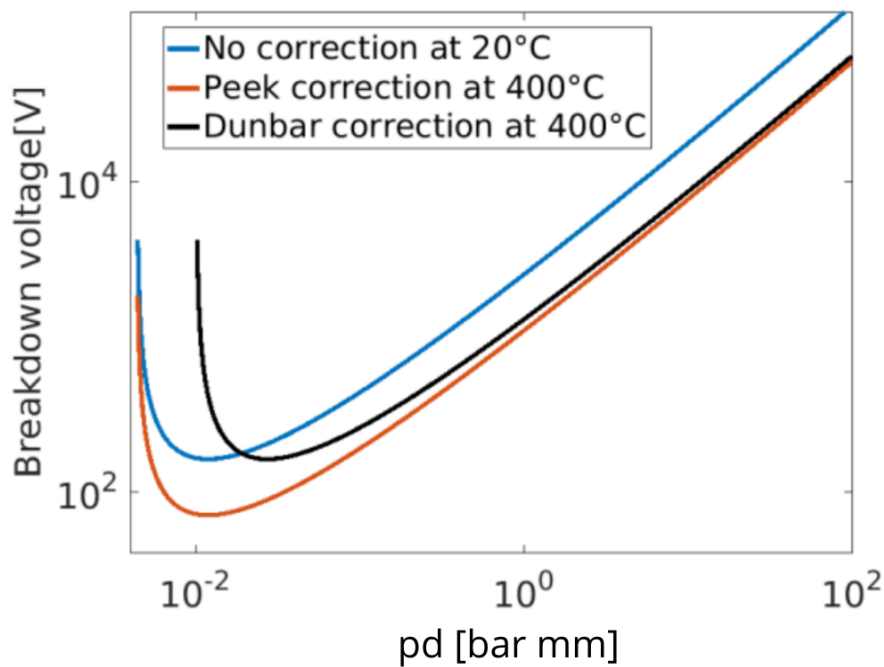


FIGURE 1.7 – Influence de la température sur les courbes de Paschen calculées en appliquant les corrections de Peek et Dunbar [30]

## 1.3 Décharges partielles

### 1.3.1 Définition des décharges partielles

Selon la norme CEI 60270 [31], une décharge partielle (DP) est une décharge électrique qui ne traverse qu'une partie de l'isolation entre les conducteurs. Ces décharges peuvent se produire à l'intérieur de l'isolation ou à sa surface, et elles peuvent ou non se produire à proximité d'un conducteur. Les décharges partielles sont un signe important de dégradation de l'isolation et peuvent conduire à sa défaillance. Par conséquent, la détection et la mesure des DPs sont essentielles pour évaluer la santé des équipements électriques [31].

Les DPs sont également caractérisées comme le résultat d'un champ électrique intensifié localement, soit à la surface de l'isolant, soit à l'intérieur de celui-ci. Elles se manifestent sous forme d'impulsions extrêmement brèves, bien moins d'une microseconde. Les DPs peuvent entraîner l'émission de lumière, de son ou de chaleur, ainsi que des réactions chimiques. Ces phénomènes permettent d'utiliser différentes méthodes pour détecter les DPs [31].

En général, les DPs ne provoquent pas une défaillance immédiate du système d'isolation qui sépare les parties sous tension de la terre. En fait, une apparition persistante de DP cause à long terme un dommage de faible niveau ainsi qu'un vieillissement accéléré, affaiblissant ainsi le système d'isolation. Finalement, les dommages provoqués par les DPs peuvent s'accumuler et finalement conduire, dans le pire des cas, à une défaillance complète du système d'isolation (rupture diélectrique et/ou éclair d'isolateur) [1, 2].

L'activité des décharges partielles s'accompagne toujours de divers phénomènes physiques susceptibles d'endommager le système d'isolation. Ceux-ci incluent la génération de chaleur au point où les DPs se produisent, entraînant une dégradation thermique du système d'isolation, ou des réactions chimiques basées sur la génération d'ions, de radicaux ou d'autres molécules chimiquement actives (ozone, oxydes nitriques, ...) qui à leur tour pourraient entraîner un changement dans les propriétés du matériau isolant. Ces multiples conséquences des DPs rendent leur observation, leur détection et leur prévention d'une grande importance [1, 32].

### 1.3.2 Caractérisation des décharges partielles

Les tensions d'apparition et d'extinction des décharges partielles (PDIV et PDEV respectivement) sont deux paramètres essentiels pour comprendre et évaluer l'activité des DPs dans un système d'isolation.

D'après la norme CEI 60270, la tension d'apparition de décharge partielle (PDIV) est définie comme étant la tension minimale à laquelle on observe pour la première fois des décharges partielles répétitives dans l'objet testé. Pour ce faire, la tension appliquée à l'objet testé est augmentée progressivement à partir d'un niveau inférieur où aucune décharge partielle n'est détectée [31].

La tension d'extinction de décharge partielle (PDEV) est définie comme la tension appliquée à laquelle les décharges partielles répétitives cessent de se produire dans l'objet de test. Cette situation se produit lorsqu'on diminue progressivement la tension appliquée à l'objet, à partir d'un niveau plus élevé où l'on a déjà observé des impulsions de décharges partielles [31].

La PDEV est toujours égale ou inférieure à la PDIV, car elle est mesurée dans le cas où des décharges, et donc des électrons germes, sont déjà présents. Cette considération conduit à l'idée

que le décalage temporel dans lequel les électrons germes sont disponibles [33] peut jouer un rôle dans la mesure initiale de la PDIV et être un facteur important dans le protocole pour la détermination de cette tension.

Pour la caractérisation de l'activité des DP, la charge apparente, l'amplitude des DP et le taux de répétition des DP sont pris en compte.

La charge apparente est une quantité de charges qui est générée lorsqu'une décharge se produit. Cette décharge provoque une impulsion rapide de courant dans le circuit externe. En intégrant le courant de cette décharge dans un condensateur, on obtient la valeur de la charge apparente. Elle est généralement exprimée en picocoulomb (pC) [31, 34].

L'amplitude des DP, également appelée amplitude de charge des DP, peut être différenciée en amplitude de crête et celle moyenne des DP. L'amplitude de crête de DP représente l'amplitude de la plus grande charge apparente mesurée dans un intervalle de temps défini, tandis que l'amplitude moyenne de DP donne la valeur moyenne de toutes les amplitudes des DP mesurées dans un intervalle de temps défini [31, 35].

Le taux de répétition des DP est défini comme la somme des impulsions des DP enregistrées dans un intervalle de temps défini divisée par sa durée [31].

### 1.3.3 Classification des décharges partielles

Dans le vaste domaine de la classification des décharges partielles, Kreuger a mis au point une technique basée sur la localisation des décharges ainsi que sur l'amplitude de la charge qu'elles injectent [36]. Grâce à cette méthode, il a été possible d'identifier quatre principaux types de décharges, illustrés sur la figure (1.8) :

- **Les décharges internes** : elles apparaissent à l'intérieur du matériau isolant, dans des volumes où la rigidité diélectrique est faible, par exemple une cavité dans un solide, ou une bulle dans un liquide (Figure 1.8 a). Pour une différence de potentiel donnée, la disparité de permittivité relative entre la cavité remplie de gaz (permittivité relative  $\varepsilon_r \approx 1$ ) et l'isolant solide ou liquide environnant ( $\varepsilon_r(\text{isolant}) \gg \varepsilon_r(\text{cavité})$ ) entraîne une augmentation du champ électrique facilitant ainsi l'activité des DP [17].
- **Les décharges couronnes** : ces décharges se manifestent dans des conditions où le champ électrique est très hétérogène (non uniforme), typiquement lorsqu'un système pointe-plan est présent. Dans ce système, le champ électrique est très intense au niveau de la pointe et beaucoup moins à l'endroit du plan. La décharge se développe dans une zone limitée de l'espace gazeux (Figure 1.8 b). On les appelle aussi des décharges corona [17].
- **Les décharges de surface** : ces décharges se produisent lorsque nous plaçons un isolant solide dans un gaz isolant en contact avec un conducteur (Figure 1.8 c). Ces décharges se propagent sur la surface de l'isolant solide. Elles commencent à un "point triple", qui est l'intersection entre le gaz, le métal et l'isolant solide, en raison de l'augmentation locale du champ électrique [17].
- **Les décharges en arborescences** : les décharges en forme d'arbre surviennent dans un isolant solide à cause de divers défauts tels que cavités, bords saillants, excroissances sur l'électrode chargée, ... . Ces imperfections peuvent provoquer une augmentation locale du champ électrique, atteignant parfois plus de 100 kV/mm [37]. Cette intensification du champ électrique entraîne une décharge partielle (DP) au niveau du défaut, détériorant progressivement l'isolant voisin et formant un chemin de décharge. La création de ce chemin est intrinsèquement imprévisible, permettant à la décharge de se propager dans

diverses directions à chaque occurrence. Sous une tension alternée, la décharge peut même se produire simultanément dans deux directions opposées. Avec le temps, ce chemin se ramifie, formant une structure filamentaire semblable à celle d'un arbre [37, 38].

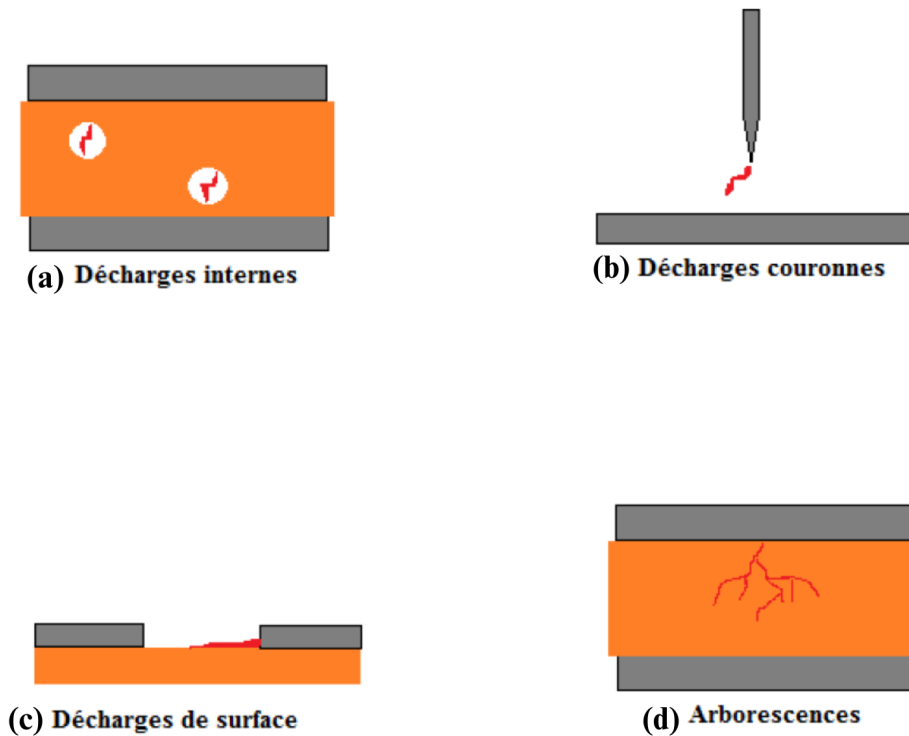


FIGURE 1.8 – Classification des décharges partielles selon Kreuger [27]

### 1.3.4 Méthodes de détection et de mesure des décharges partielles

Les décharges partielles, en libérant de l'énergie, s'accompagnent fréquemment de phénomènes tels que des émissions sonores ou acoustiques et lumineuses, et des réactions chimiques. Il est donc possible de détecter ces décharges partielles de plusieurs manières.

#### 1.3.4.1 Détection électrique

Les principes fondamentaux de la détection conventionnelle de décharge partielle électrique sous tension alternative sont décrits dans la CEI 60270. La méthode électrique consiste à mesurer des impulsions rapides de courant (ou de la charge associée) engendrées dans le circuit extérieur lorsqu'une DP se produit. Cette méthode a fait l'objet de nombreux travaux de recherche et de développement, notamment par des experts tels que Kreuger [36], Bartnikas [39, 40], et Natrass[41]. Une méthode alternative est présentée sur la figure (1.9). Cette méthode implique la connection en parallèle un condensateur de couplage exempt de décharges à l'objet sous test (noté  $C_{test}$  sur la figure (1.9)). En général, ce condensateur de couplage de haute tension (connu sous le nom de  $C_k$ ) présente une valeur allant de 80 pF à 1 nF. Lorsque des charges sont déplacées par un événement de décharges partielles au niveau de l'objet sous test, cela entraîne une diminution de la tension aux bornes de l'objet considéré. Le condensateur  $C_k$  compense cette baisse de tension temporaire. L'impédance de mesure  $Z_m$  [41, 42, 43] permet de mesurer cette baisse de tension.

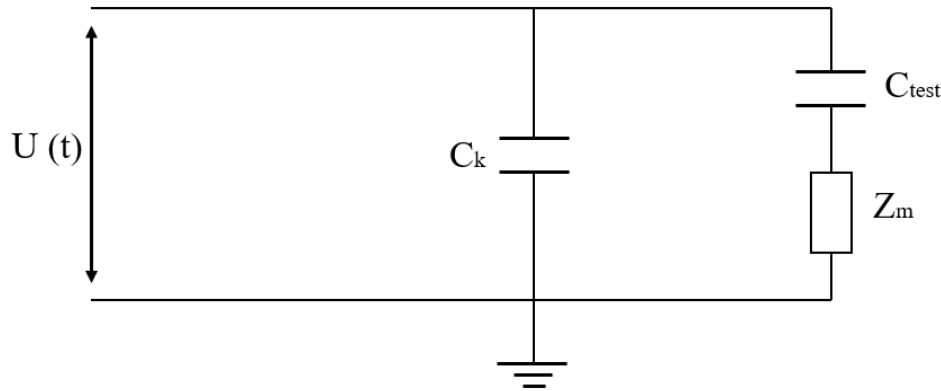


FIGURE 1.9 – Schéma électrique d'un système de détection électrique

### 1.3.4.2 Détection acoustique

Les décharges partielles engendrent des ondes acoustiques (ondes de choc). Ces ondes, pouvant être soit audibles (par voie aérienne), soit ultrasonores (par voie solide), se propagent à travers le matériau isolant. La technique de détection acoustique s'appuie sur l'emploi de microphones ultrasoniques, comme ceux à base de céramique piézoélectrique [44]. Dans certaines situations, cette méthode peut non seulement permettre de localiser précisément les décharges, mais aussi d'évaluer leur énergie, qui est directement proportionnelle au carré de l'amplitude des signaux détectés. L'un des principaux bénéfices de ce genre de détection réside dans sa non-sensibilité aux perturbations électromagnétiques, contrairement à la détection électrique. De plus, elle a l'avantage d'être non intrusive. Toutefois, l'un de ses défis majeurs réside dans la complexité liée à la propagation des ondes acoustiques [45].

### 1.3.4.3 Détection optique

Étant donné que les DP sont accompagnés d'une émission de lumière où le spectre optique s'étend de l'ultraviolet jusqu'au domaine visible ou infrarouge [46], une détection optique peut être utilisée. Les systèmes optiques pour la détection des DP comprennent, entre autres, des fibres optiques, des photodiodes, des photomultiplicateurs, des dispositifs optiques de nuit, des amplificateurs de faible luminosité ou des oscilloscopes couronnes ultraviolets [46, 47]. Leur application dépend de l'endroit où se produisent les DP (à l'intérieur ou à l'extérieur de l'objet à tester). Comparée à d'autres méthodes, comme la détection électrique et celle acoustique, cette technique présente de nombreux avantages du fait qu'elle offre une sensibilité accrue et permet la détection des décharges partielles même dans des conditions de tension transitoire, pour lesquelles les mesures sont généralement très ardues. Un autre avantage est l'immunité aux perturbations électromagnétiques. Les décharges partielles détectables par cette méthode sont les décharges couronnes et celles surfaciques. Cependant, cette technique ne permet pas de détection de décharges partielles internes [46, 48].

### 1.3.4.4 Détection chimique

Chaque activité de décharge s'accompagne d'une réaction chimique. Cette réaction peut être identifiée grâce à des mesures d'espèces stables telles que l'ozone. C'est notamment le cas des

décharges produites en milieu ouvert, comme dans les décharges de surface ou les décharges couronnes. En plaçant un capteur d’ozone près de l’isolant lors de tests de décharges partielles, on peut obtenir des informations supplémentaires sur la présence de ces décharges. Toutefois, tout comme la détection optique, cette méthode ne permet pas de détecter les décharges partielles internes [49, 50].

### 1.3.5 Méthode de reconnaissance des décharges partielles

Afin d’éviter tout dommage à l’isolation et de s’assurer de la fonctionnalité et de la fiabilité des équipements de haute tension, il est crucial d’identifier le type de décharges partielles. Chaque type de DP présente une caractéristique spécifique qui permet son identification et son interprétation à l’aide de méthodes de reconnaissance de formes [51].

La méthode la plus utilisée actuellement pour la reconnaissance des décharges partielles est la représentation de l’activité de décharges sur un diagramme «  $\phi QN$  ». Ce diagramme peut être complexe à interpréter, mais il permet d’obtenir de nombreuses informations [52].

avec :

- $\phi$  : la traduction en termes angulaires du positionnement de l’instant de l’apparition de la décharge par rapport à la tension appliquée (en  $^\circ$ ).
- $Q$  : l’amplitude de la décharge (en C).
- $N$  : le nombre d’évènements de décharges autrement dit le nombre de décharges détectées pour un angle de phase et une amplitude donnés.

Pour générer ces diagrammes, une mesure est effectuée sur un grand nombre de périodes, puis tous les événements de décharge détectés au cours d’une seule période sont visualisés. Ces diagrammes peuvent être représentés en 2D ou en 3D ; les diagrammes en 2D sont les plus répandus.

L’activité de décharges est par la suite représentée sur un plan (X, Y). La phase de la tension ( $\phi$ ) est représentée par l’axe des abscisses, tandis que l’amplitude de la décharge ( $Q$ ) est représentée sur l’axe des ordonnées. On utilise un code couleur (logarithmique) pour représenter l’occurrence des décharges ( $N$ ) [52].

Par conséquent, l’accumulation de ces données mettra en lumière les distributions de l’amplitude des décharges (mesurée en Coulombs) et leur position par rapport à l’angle de phase. Ces distributions sont généralement appelées « massifs de décharges ». Les caractéristiques des différents massifs observés (position, symétrie ou non, sur les alternances positives ou négatives, occurrence, ...) permettent d’identifier la nature des différents défauts. En effet, chaque type majeur de décharge (décharges de surface, corona, décharges internes, ...) a sa propre distribution, appelée « signature de décharge ». Ainsi, des défauts de différentes natures auront des signatures distinctes [27, 51, 52].

Lorsqu’une décharge se produit en présence d’un isolant, elle dépose des charges sur la surface de celui-ci. En courant alternatif, ce dépôt de charge provoque une amplification du champ électrique lors de l’inversion de polarité. Cette amplification entraîne l’amorçage d’une décharge à une tension plus faible que lors de l’alternance précédente. Ce phénomène est appelé « effet mémoire » [53]. En régime établi, cet effet mémoire provoque un déphasage entre la tension imposée aux bornes du volume gazeux où se produisent les décharges et la tension appliquée (mesurée) aux bornes de l’objet testé.

Il est reporté [52] sur la figure (1.10), les différents types de diagrammes des décharges internes,

sur la figure (1.11) les diagrammes des décharges couronnes et sur la figure (1.12) les diagrammes associés aux décharges surfaciques.

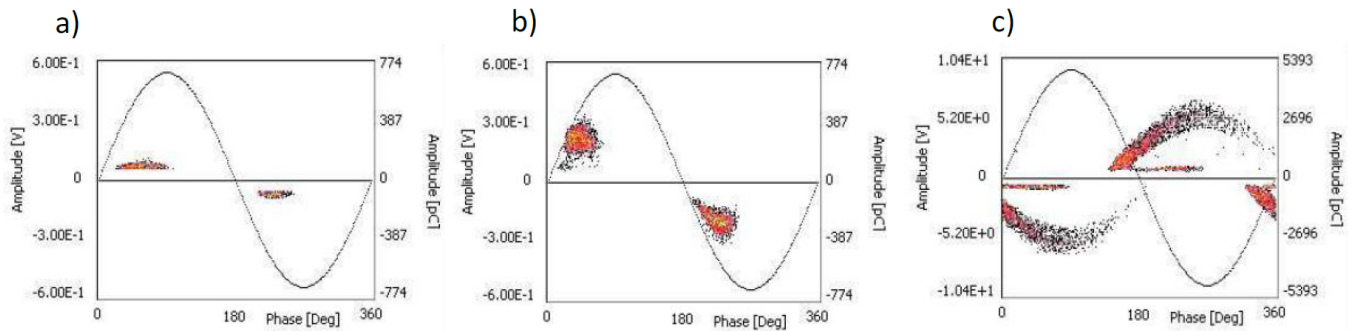


FIGURE 1.10 – DP interne dans a) un défaut artificiel cylindrique ; b) un défaut interne d'un transformateur c) un défaut artificiel dans une résine époxyde [52]

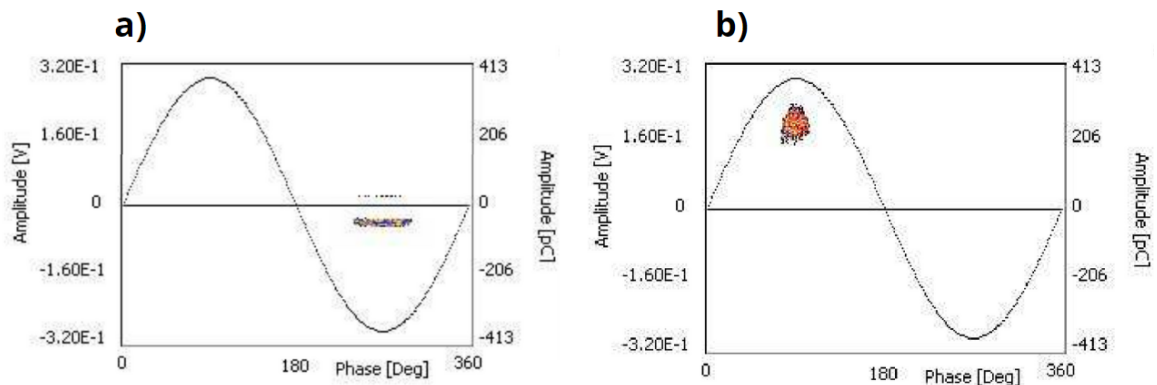


FIGURE 1.11 – DP couronne en configuration a) pointe-plan et b) plan-pointe [52]

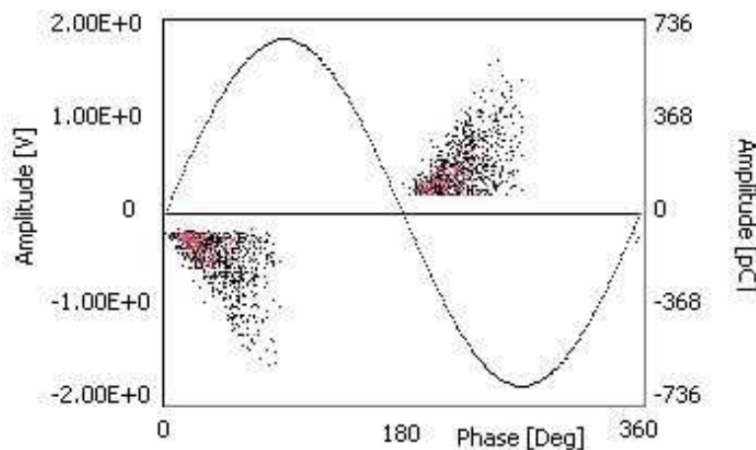


FIGURE 1.12 – DP surfacique sur les barres de stator [52]

Nous présentons dans ce qui suit les caractéristiques permettant de reconnaître le type de décharge [52, 51] :

**Décharges Internes :**

- Symétrie des groupes d'événements : les décharges internes apparaissent symétriquement autour des points de changement de polarité ( $0^\circ$  et  $180^\circ$ ) dans un cycle de tension alternative.
- Profil des décharges pseudo-sinusoidal : pour les défauts réguliers et compacts, les amplitudes des décharges internes suivent un motif ressemblant à une sinusoïde déformée.
- Décharges en avance de phase : les décharges se produisent légèrement avant le changement de polarité de la tension alternative. Cet effet mémoire est dû aux charges résiduelles déposées sur les isolants lors de la décharge précédente.

**Décharges Couronnes :**

- Forte dissymétrie sur les alternances : les décharges couronnes montrent une dissymétrie notable entre les demi-cycles positifs et négatifs de la tension alternative. Les impulsions de décharge se produisent différemment selon la polarité de la tension.
- Distribution d'événements pour faibles activités : pour de faibles activités, les impulsions de Trichel (caractérisées par des décharges de faible amplitude) apparaissent principalement durant la demi-période négative de la tension alternative.
- Distribution asymétrique pour des activités plus intenses : avec une activité de décharge plus intense, une distribution asymétrique apparaît. Les impulsions de Trichel se produisent durant la demi-période négative et les streamers de plus forte amplitude apparaissent durant la demi-période positive.
- Faible dispersion d'amplitude des impulsions de Trichel : les impulsions de Trichel ont des amplitudes relativement constantes, ce qui montre une faible dispersion.
- Décharges au maximum de la tension appliquée : les décharges couronnes se produisent principalement lorsque la tension appliquée atteint son maximum.

**Décharges de Surface :**

- Dispersion importante de l'amplitude des décharges : les amplitudes des décharges de surface sont très variées en raison des irrégularités et des contaminations de la surface de l'isolant. Les conditions environnementales telles que l'humidité et la pollution contribuent également à cette dispersion.
- Symétrie des groupes de décharges sans profil sinusoidal : les décharges apparaissent symétriquement autour de  $0^\circ$  et  $180^\circ$  mais ne suivent pas un motif sinusoidal régulier.
- Effet mémoire moins flagrant : bien que les charges résiduelles puissent influencer les décharges futures, l'effet mémoire est moins prononcé que pour les décharges internes. Les conditions dynamiques de la surface de l'isolant dissipent ou redistribuent plus rapidement les charges résiduelles.



L'ensemble des caractéristiques permettant de reconnaître le type de décharge est résumé dans le tableau (1.2) :

TABLE 1.2 – Caractéristiques permettant de reconnaître le type de décharge

Type de Décharge	Interne	Couronne	Surface
Symétrie des Groupes	Symétrie	Dissymétrie	Symétrie
Profil d'Amplitude	Pseudo-sinusoïdal	Non sinusoïdal	Non sinusoïdal
Effet Mémoire	Prononcé (avance de phase)	Moins flagrant pour Trichel	Présent, moins prononcé
Distribution d'Amplitude	Uniforme, faible dispersion	Faible dispersion (Trichel)	Grande dispersion
Moment de Décharge	Symétrique, avance de phase	Au maximum de la tension appliquée	Symétrique autour de 0° et 180°

## 1.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de rappeler les bases des décharges électriques dans les gaz. Nous y avons détaillé le mécanisme physique menant à l'amorçage et à l'entretien des décharges. Nous y avons également présenté et discuté la loi de Paschen qui indique la tension d'apparition des décharges en fonction du produit de la pression à laquelle est soumis l'objet étudié par la distance séparant les électrodes entre lesquelles est imposée cette tension. Ce chapitre nous a permis également d'approfondir notre compréhension des décharges partielles, en les définissant et en les classifiant selon leur origine et leurs effets. Différentes méthodes de détection, de mesure et de reconnaissance de ces décharges ont été détaillées, mettant en lumière leur importance dans le diagnostic des systèmes électriques haute tension.

# Chapitre 2

## Mesure de la tension d'apparition des décharges partielles et interprétation des résultats

### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous passons de l'état de l'art des décharges partielles, présenté dans le chapitre précédent, à la mise en œuvre expérimentale et à l'analyse des résultats obtenus. Ce travail expérimental vise à étudier la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) dans des systèmes d'isolation électrique, en utilisant des échantillons spécifiques.

Nous débutons par une description détaillée du processus de préparation des échantillons. Les échantillons utilisés sont des éprouvettes normalisées, torsadées, avec deux diamètres de fil différents : 1,25 mm et 0,5 mm. Ensuite, nous présentons le montage expérimental et la procédure de mesure de la PDIV.

Les résultats des essais effectués sont ensuite exposés. Ces résultats, obtenus à partir de multiples essais sur les deux types de fils, fournissent des informations cruciales sur le comportement des échantillons sous différentes conditions de mesure.

Enfin, nous abordons l'analyse statistique des résultats. Cette analyse comprend la distribution des mesures et l'application de la loi normale. L'objectif est de comprendre l'influence des conditions de mesure sur la PDIV pour les fils de diamètre de 1,25 mm et 0,5 mm.

### 2.2 Préparation des échantillons

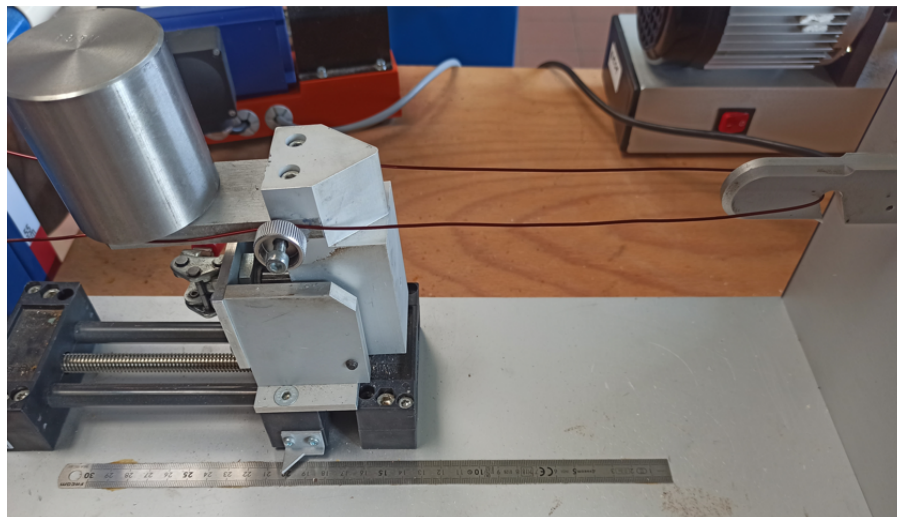
Les échantillons de test utilisés sont des éprouvettes torsadées normalisées réalisées grâce à une machine "Turns" , respectant la norme CEI 60851 [54]. Les fils émaillés utilisés sont en cuivre grade 2 de diamètres 1,25 mm et 0,5 mm. Les caractéristiques des fils utilisés sont données dans le tableau (2.1). Par ailleurs, les deux fils utilisés sont représentés sur la figure (2.1) et la machine "Turns" sur la figure (2.2).



(a) Diamètre de 1,25mm

(b) Diamètre de 0,5mm

FIGURE 2.1 – Fils utilisés pour réaliser des éprouvettes torsadées normalisées



(a) Avant torsion



(b) Après torsion

FIGURE 2.2 – Machine "Turns"

TABLE 2.1 – Caractéristiques des fils utilisés

	Fil 1,25	Fil 0,5
Diamètre interne d1 (mm)	1,25	0,5
Diamètre externe d2 (mm)	1,325	0,564
Isolation	theic-modifié polyesterimide et polyamide-imide	theic-modifié polyesterimide et polyamide-imide
Épaisseur de la couche isolante du fil (mm)	0,0375	0,032
Permittivité relative de l'isolation	3,3	3,3

Un appareil de dénudation des fils électriques, présenté sur la figure (2.3), est utilisé afin d'enlever l'isolation autour des conducteurs des fils électriques sans les endommager les fils eux-mêmes. La dénudation des fils torsadés destinés aux essais de décharges partielles (DPs) est une étape cruciale pour garantir la précision et la fiabilité des résultats.

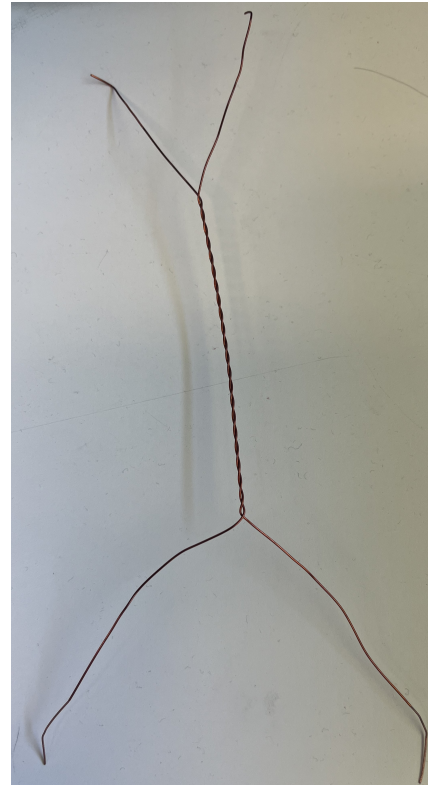


FIGURE 2.3 – Appareil de dénudation

La photographie de la figure (2.4) représente deux échantillons des éprouvettes torsadées des fils émaillés de 1,25 mm et 0,5 mm de diamètre respectivement.



(a) Diamètre de 1,25 mm



(b) Diamètre de 0,5 mm

FIGURE 2.4 – Éprouvettes normalisées torsadées des fils émaillés en cuivre

## 2.3 Montage expérimental et procédure de mesure de la PDIV

Le schéma synoptique du système de mesure est présenté sur la figure (2.5). Un autotransformateur (Figure 2.7) alimente le primaire du transformateur élévateur. En fait, une source de haute tension est essentielle pour générer le champ électrique nécessaire à la formation des décharges partielles. Le système est capable de fournir une tension sinusoïdale réglable jusqu'à 4 kV. Le secondaire du transformateur est lié à un condensateur de couplage de 1 nF. Ce condensateur se comporte comme un court-circuit en haute fréquence, ce qui permet la circulation du courant émis par la DP dans l'éprouvette. Le shunt représente un quadripôle qui contient un condensateur de 1  $\mu$ F qui, avec le condensateur de couplage, forme un diviseur de tension (1/1000). Un préamplificateur (RPAI) est utilisé pour amplifier les signaux de petites amplitudes des décharges partielles afin que le phénomène soit visible pendant la collecte des mesures. Tous ces composants sont montés dans une cage de Faraday, comme présenté sur la figure (2.6) pour réduire le bruit électromagnétique externe susceptible de perturber la mesure des impulsions rapides de courant créés par les décharges partielles. Les mesures sont faites avec un appareil ICM compact de Power Diagnostix, répondant aux normes de mesure CEI 60270 [55]. L'ICM compact permet de mesurer et d'afficher les impulsions de charge apparente des décharges partielles sur le signal sinusoïdal lorsqu'un niveau de tension est imposé, comme montré sur la figure (2.8).

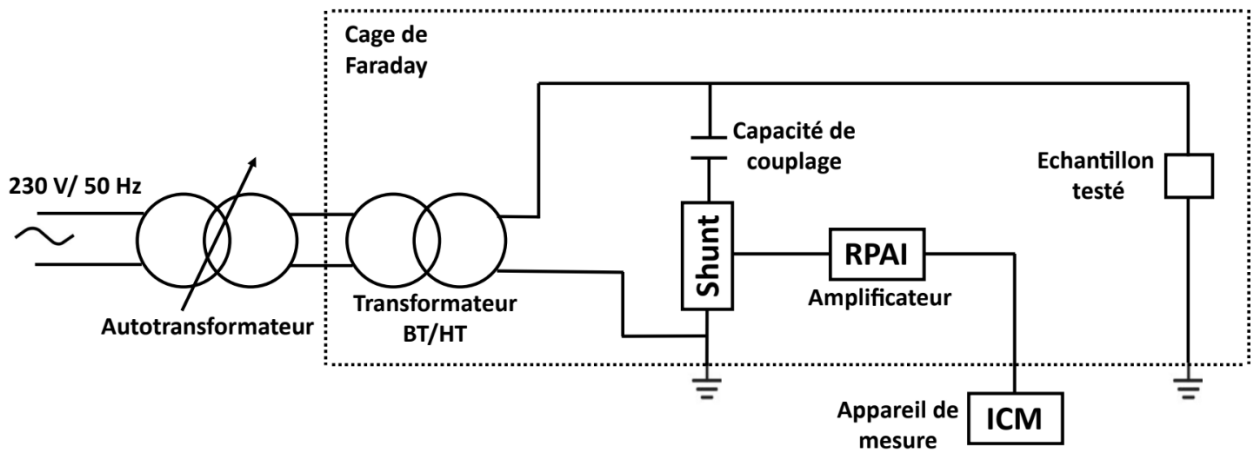


FIGURE 2.5 – Schéma électrique du dispositif de mesure des DP

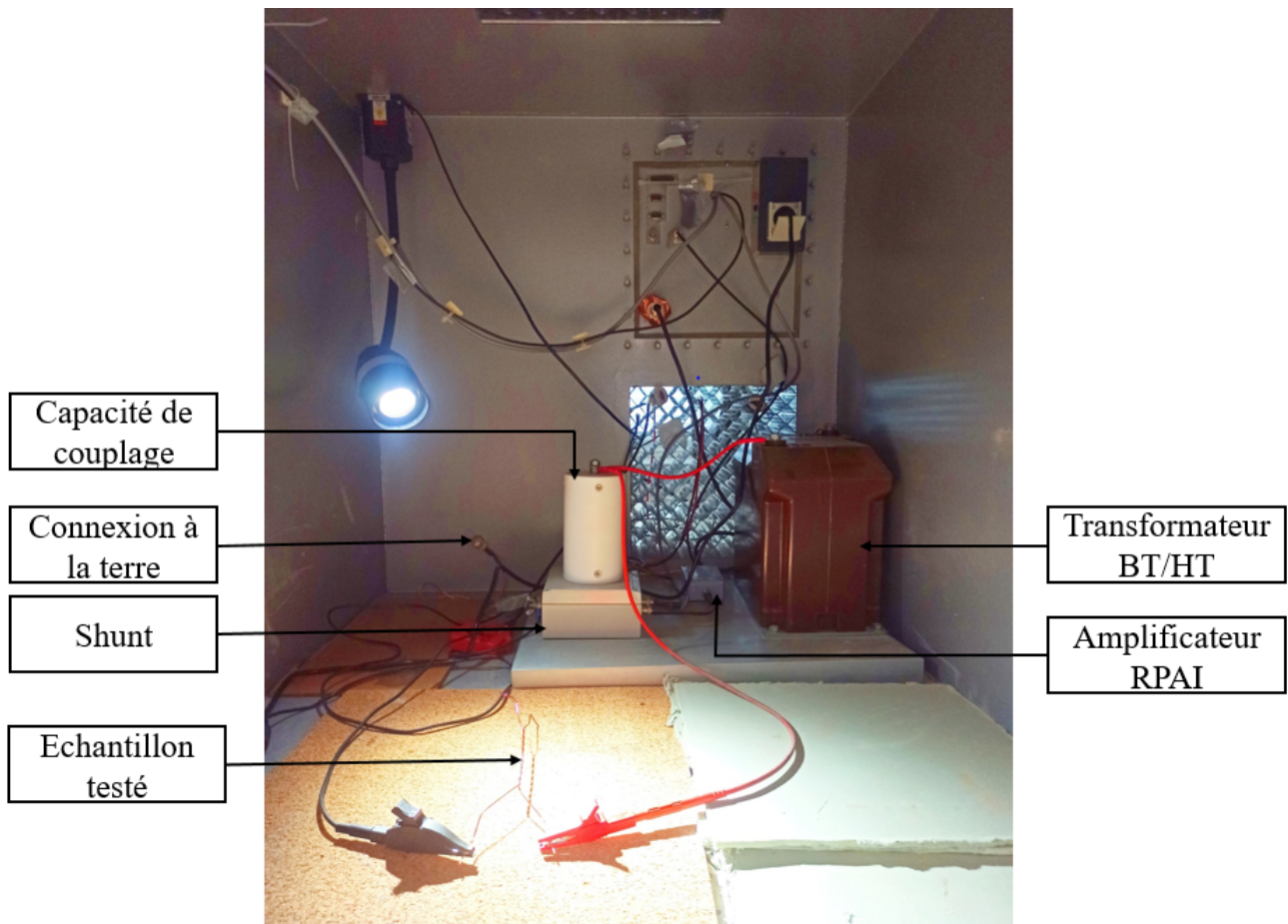


FIGURE 2.6 – Cage de Faraday



FIGURE 2.7 – Auto transformateur

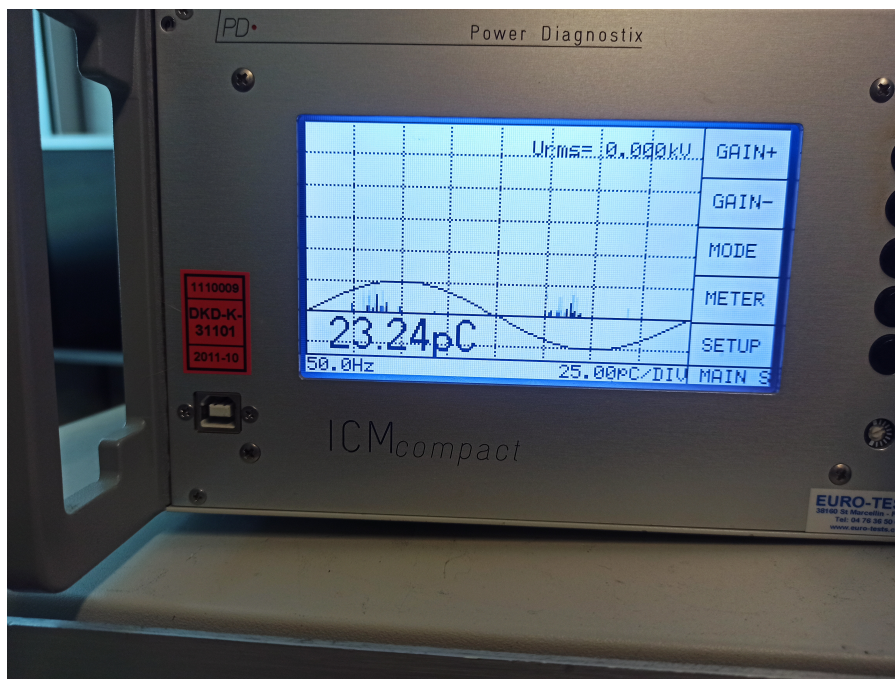


FIGURE 2.8 – ICM compact en présence d'activité des DP

## 2.4 Résultats des essais

La PDIV est relevée sur des séries de 30 éprouvettes avec 12 essais pour chacune ce qui fait 360 essais pour chaque fil. En fait, une tension est injectée et augmentée jusqu'à ce que des impulsions répétitives caractérisant les décharges partielles apparaissent sur le ICM Compact. Les mesures ont été faites à une température et une pression ambiantes. Les résultats des essais sont présentés dans les tableaux (2.2) et (2.3) pour les fils de diamètre 1,25 mm et 0,5 mm respectivement. Ce grand nombre d'essais nous permet d'avoir une PDIV moyenne de 653 V pour le fil de diamètre de 1,25 mm et 603 V pour le fil de diamètre de 0,5 mm. Cette série de mesures montre que la PDIV est plus élevée pour les grands diamètres. Ce résultat est logique puisque la distance entre les âmes en cuivre des fils émaillés est plus grande pour les gros fils, car les épaisseurs isolantes sont plus importantes. Cela signifie que, pour des fils de plus grand

diamètre, une couche d'isolant plus épaisse est appliquée autour du cuivre. Cette couche plus épaisse augmente la distance entre les âmes en cuivre de fils adjacents, d'où l'augmentation du PDIV. En outre, les lois électrostatiques postulent que le champ électrique est plus intense à proximité des zones angulaires, on appelle cela l'effet de pointe; les fils de petits diamètres accentuent cet effet et des Des tensions appliquées inférieures provoquent l'apparition de DP [56].



TABLE 2.2 – Résultats des essais de mesure de la PDIV sur les éprouvettes torsadées avec du fil de diamètre de 1,25 mm

Essai	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Moyenne (V)
Eprouvette													
1	670,5	668,8	672,5	671,3	676,1	670,1	664,8	665,4	665,9	670,3	665,5	663,8	668,75
2	670,8	656,3	666,3	666,4	656,3	666,5	665,7	668,7	660,5	661,9	666,5	666,4	664,36
3	665,5	668,3	650,4	650,6	646,7	662,5	647,9	664	662,8	647,3	655,4	661,2	656,88
4	663,5	644,3	654,8	650,9	658,4	649,5	656,4	646,6	651,4	655,4	653,5	641,4	652,18
5	662,9	664,2	670,4	649,6	662,3	664,5	668,9	668,6	668,5	661,6	666,2	665,4	664,43
6	658,2	642,2	658,6	650,7	655,4	658,4	651,7	665,3	665,2	655,4	660,2	654,6	656,33
7	646,4	647,9	651,6	652,4	650,2	664,6	652,9	659,8	663,2	665,8	665,8	664,8	657,12
8	663,5	652,6	668,2	656,2	652,8	653,3	664,5	654,1	651,3	655,5	665,8	658,6	658,03
9	672,7	654,2	658,1	656,2	657,8	653,2	656,2	666,8	668,7	672	662,4	664,5	661,90
10	647,5	662,1	649,4	648,5	649	650,2	649,5	650,1	652,5	647,6	650,2	647,4	650,33
11	662	651,4	652,9	652	653,5	654,8	650,4	650,6	647	653,8	650,7	644,9	652,00
12	647	649,6	645,7	644,6	645,7	654,2	661,3	648,7	652,2	647,9	644,7	640	648,47
13	645,2	629,3	635,8	638,9	640,5	635,3	641,8	638,4	638,4	638,6	637,2	637,2	638,05
14	636,6	644,6	642,3	639,2	644,1	640,1	643,5	632,8	643,5	648,8	640	641,9	641,45
15	653,4	643,6	648,6	642,8	638	644,6	649,5	638,5	640,5	645,2	648,2	643,5	644,70
16	636,6	636,6	633,4	633,7	635,5	638,8	643,8	643,1	640,6	642,7	645,7	642,6	639,43
17	650,9	648,8	639,5	649,8	643,2	644,6	643,2	644,6	642	641,6	643	637,5	644,06
18	646,3	643,4	651,3	644,2	640,7	644,5	641,8	650,6	642,8	641,9	650,4	644,8	645,23
19	671,8	663,6	672	666,3	655,4	667,6	660,7	664,2	665,2	663,2	658,6	666,4	664,58
20	658,5	645,4	646	656,4	657,3	656,7	651,9	651,1	652,4	648,2	650	646,8	651,73
21	657,6	650,8	657	655,7	650,4	658,2	652,3	662,3	651,5	658,8	656,9	664,2	656,31
22	676,9	646,3	654,8	664,8	670,9	656,3	657,2	670,2	667,8	672,6	657,2	654,2	662,43
23	646,8	647,3	654,2	647,5	655,4	650,5	650,3	654,4	647,2	655,4	645,5	647,5	650,17
24	646,4	653,6	646,5	647,1	656,8	647,2	647,4	648,6	642,1	644,7	645,2	650,7	648,03
25	658,4	657,2	662,5	653,6	662,2	655,4	653,3	652,9	658,2	653,4	654,5	651,6	656,10
26	653,2	656,8	653,9	655,5	652,3	654,9	654,6	653,4	652,8	651,8	647,4	654,2	653,40
27	663,8	651,4	652,2	651,8	646,8	654,9	652,6	652,5	653,4	653,1	645,5	652,5	652,54
28	650,9	654,5	651	651,8	653,4	655	655,1	658,1	661,9	656,4	651,3	653,3	654,39
29	656,9	649,8	656,6	650,6	653,6	648,5	652,6	645,8	655,7	646,8	647,4	652,4	651,39
30	653,6	652,8	654,2	654,5	653,5	654,2	656,4	652,9	653,6	651,5	652,5	652,6	653,53

TABLE 2.3 – Résultats des essais de mesure de la PDIV sur les éprouvettes torsadées avec du fil de diamètre de 0,5 mm

Epreuve	Essai														Moyenne (V)
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12			
1	613,4	616,8	620,4	616,5	615,3	622,6	616,8	616,6	619,7	616,5	620,9	617,2	617,73		
2	612,3	615,7	613,4	616,5	617,6	618,8	618,4	620,8	618,3	615,6	620,4	617,8	617,13		
3	618,2	612,4	612,8	620,2	618,4	621,9	616,6	622,3	615,8	616,7	622,4	618,4	618,01		
4	619,4	617,8	619,3	613,9	617,9	619,8	610,8	610,8	610,2	614,8	614,7	611,3	615,06		
5	610,5	601,3	595,8	604,7	597,5	602,6	599,5	608,3	599,2	602,6	601,7	599,7	601,95		
6	608,5	600,4	606,6	609,5	597,8	608,2	615,2	608,7	607,9	608,3	610,2	606,8	607,34		
7	609	600,4	600,2	599,5	606,5	610,2	598,3	608,5	609,9	607,8	610,6	606,2	605,59		
8	610,2	609,5	600,2	610,3	601,6	610,4	607,5	601,4	610,5	606,4	607,5	607,4	606,91		
9	612,1	608,4	610,1	610,8	615,5	609,9	608,4	606,5	610,5	613,7	608,5	610,6	610,42		
10	609	604,6	600,7	606,3	610,4	600,7	612,2	605,3	614,2	606,6	605,2	609,4	607,05		
11	611,5	602,2	593,9	600,2	611,4	591,5	591,5	606,4	591,3	605,2	600,6	602,4	600,68		
12	592,8	592,8	593,5	601,2	592,2	594,4	591,3	596	601,6	590,6	597,3	601,2	595,41		
13	614,5	601,4	590,5	604,9	602,4	612,3	603,5	601,2	607,5	603,8	601,9	602,5	603,87		
14	607,7	614,5	601,7	605,9	602,2	600,4	594,5	600,1	600,5	600,2	594,6	595,4	601,48		
15	614,5	616,2	615,5	607,7	608,3	606,4	609	607,2	608,2	609,5	612,3	612,2	610,58		
16	610,2	607,2	606,5	604,4	607,5	606,4	608	607,2	607,5	609	612,5	611,8	608,18		
17	601,4	591,3	595,8	594,2	596,5	593,5	594,6	593,6	596,6	597,2	593	595	595,23		
18	602	598,8	594,2	595,3	597,5	593,6	590,8	595,8	590,3	588,9	596,4	594,8	594,87		
19	603,1	588,5	591,5	587,4	597,5	594,1	596,5	593,8	594,1	601,5	599,4	602,2	595,80		
20	610,5	597,4	606,5	601,5	602,2	596,3	606,5	603,4	596,5	604,5	603,5	595,8	602,05		
21	616,6	612,5	604,7	605,3	606,6	606,9	610,7	606,7	608,5	606,5	605,7	607,5	608,18		
22	591,1	597,2	580,5	584,5	597,6	595,5	591,5	595	587,2	595,2	586,5	589,4	590,93		
23	592,8	593,5	591,3	591,5	596,7	595,4	595,7	595,5	595,3	593,8	593	601,5	594,67		
24	592,2	595,4	594,1	592,5	588,8	591,4	594,5	594,3	591,2	592,5	591,5	588,5	592,24		
25	590,9	593,7	580,5	594,1	595,5	591,5	592,5	592,4	594,1	594,2	588,4	593,1	591,74		
26	612,2	610,6	607,4	614,2	606,9	610,1	605,5	606	610,9	615,2	614,5	609,4	610,24		
27	606,8	594,5	592,8	595,2	594,2	591,4	594,6	593,7	592,2	592,1	596,2	590,5	594,52		
28	596,2	594,7	595	596,3	593,8	603,2	596	594,8	591,5	601,1	589,3	593,8	595,48		
29	614	600,1	601,1	602,5	601,8	608,4	592,3	600,4	592,7	594,2	592,8	593,2	599,46		
30	608,5	592,9	592,3	600,9	606,2	600,1	605,4	601,5	601,7	600,9	592,5	600,4	600,28		

## 2.5 Analyse statistique

### 2.5.1 Distribution des mesures

Pour analyser la distribution des mesures de la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV), nous avons divisé notre série de mesures en 10 intervalles normalisés. Cette série contient 360 valeurs de PDIV. La méthode employée pour constituer ces intervalles est la suivante : nous avons d'abord déterminé les valeurs minimale (min) et maximale (max) de la série de mesures. Ensuite, nous avons calculé le pas en utilisant la formule :

$$pas = \frac{max - min}{10} \quad (2.1)$$

Les intervalles ont été constitués en commençant par [min, min + pas] pour le premier intervalle, puis en ajoutant successivement le pas pour chaque intervalle suivant, jusqu'à obtenir les 10 intervalles nécessaires. Par exemple, le deuxième intervalle serait [min + pas, min + 2 \* pas], et ainsi de suite.

Une fois les intervalles définis, nous avons calculé la fréquence des valeurs dans chaque intervalle. Pour ce faire, nous avons compté combien de valeurs de la série de mesures se trouvent dans chaque intervalle. Cette procédure nous a permis d'obtenir une répartition détaillée des fréquences des valeurs de PDIV, facilitant ainsi l'analyse statistique [57].

### 2.5.2 Application de la loi normale

Pour appliquer la loi normale à nos données de mesures de la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV), nous avons d'abord calculé la moyenne ( $\mu$ ) et l'écart-type ( $\sigma$ ) pour chaque série de mesures [58], comprenant 360 valeurs par diamètre de fil émaillé.

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (2.2)$$

où  $n$  est le nombre total de valeurs (360) et  $x_i$  représente chaque valeur individuelle de PDIV.

L'écart-type, qui mesure la dispersion des valeurs autour de la moyenne, est calculé par [58] :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2} \quad (2.3)$$

Avec ces paramètres, nous avons ensuite calculé la probabilité pour chaque centre d'intervalle en utilisant la loi normale. La densité de probabilité pour une valeur  $x$  est donnée par la fonction de densité de probabilité de la loi normale suivante [58] :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.4)$$

Nous avons utilisé Excel pour réaliser ces calculs. Pour chaque intervalle, nous avons calculé la probabilité associée en utilisant la fonction " LOI.NORMALE.N" d'Excel, qui renvoie la valeur de la fonction de densité de probabilité normale pour un point donné  $x$ , en fonction de la moyenne et de l'écart-type de la distribution. En appliquant cette fonction aux valeurs centrales de nos intervalles, nous avons pu tracer la courbe de probabilité théorique et la comparer avec

notre histogramme des fréquences empiriques, facilitant ainsi une analyse visuelle et statistique de l'adéquation de nos données à la distribution normale.

Les résultats pour le fil de diamètre 1,25 mm sont montrés dans le tableau (2.4) et sur la figure (2.9). L'histogramme des mesures pour le fil de 1,25 mm montre une distribution approximativement symétrique en forme de cloche, typique d'une distribution normale. Les valeurs de PDIV sont majoritairement concentrées autour de la moyenne de 653 V, avec une diminution progressive de la fréquence à mesure que l'on s'éloigne de cette moyenne. Les valeurs aux extrémités (queues de la distribution) sont moins fréquentes, ce qui correspond bien à une courbe de probabilité normale. Cette forme indique une stabilité et une consistance dans les mesures de PDIV pour ce diamètre de fil [59, 60].

TABLE 2.4 – Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour le fil de diamètre de 1,25 mm

<b>intervalle</b>	<b>valeur minimale de l'intervalle (V)</b>	<b>valeur maximale de l'intervalle (V)</b>	<b>centre de l'intervalle (V)</b>	<b>Fréquence</b>	<b>Probabilité</b>
1	629,3	634,06	631,68	4	0,00246392
2	634,06	638,82	636,44	15	0,00766142
3	638,82	643,58	641,2	32	0,0179865
4	643,58	648,34	645,96	57	0,03188146
5	648,34	653,1	650,72	79	0,04266619
6	653,1	657,86	655,48	80	0,04311056
7	657,86	662,62	660,24	30	0,03228801
8	662,62	667,38	665	41	0,01894287
9	667,38	672,14	669,76	21	0,00823774
10	672,14	676,9	674,52	5	0,00270473

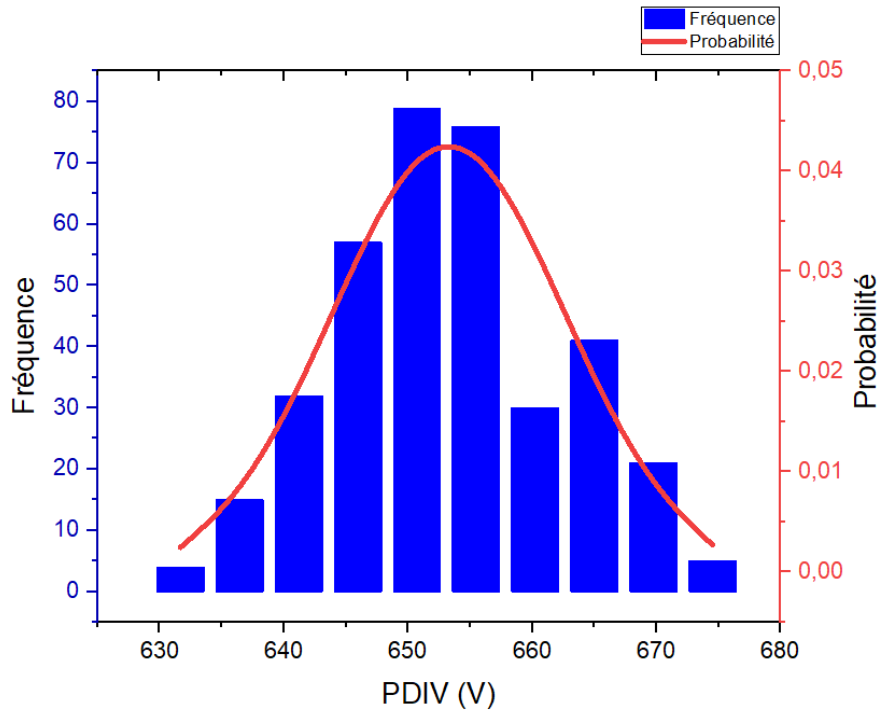


FIGURE 2.9 – Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour le fil de diamètre de 1,25 mm

En revanche, l'histogramme des mesures pour le fil de diamètre de 0,5 mm présente deux pics distincts, suggérant une distribution bimodale. Cela indique l'existence de deux sous-populations dans les données, probablement dues à la réalisation des essais en deux lots distincts [61, 62]. Les résultats pour le fil de diamètre de 0,5 mm sont montrés dans le tableau (2.5) et sur la figure (2.10).

TABLE 2.5 – Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour le fil de diamètre de 0,5 mm

intervalle	valeur minimale de l'intervalle (V)	valeur maximale de l'intervalle (V)	centre de l'intervalle (V)	Fréquence	Probabilité
1	580,5	584,71	582,605	3	0,003306
2	584,71	588,92	586,815	8	0,008610
3	588,92	593,13	591,025	45	0,018008
4	593,13	597,34	595,235	67	0,030257
5	597,34	601,55	599,445	44	0,040835
6	601,55	605,76	603,655	37	0,044269
7	605,76	609,97	607,865	64	0,038550
8	609,97	614,18	612,075	42	0,026965
9	614,18	618,39	616,285	33	0,015151
10	618,39	622,60	620,495	17	0,006838

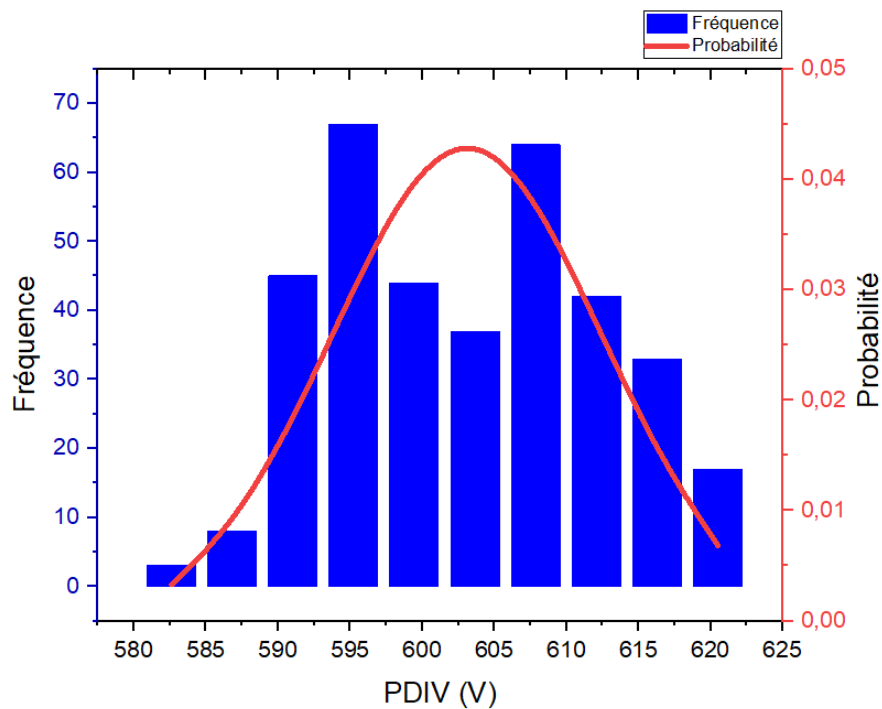


FIGURE 2.10 – Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour le fil de diamètre de 0,5 mm

Pour mieux comprendre cette situation, les données ont été divisées en fonction des deux lots et analysées individuellement.

- Premier Lot (Éprouvettes 1 à 15) : les essais montrent une distribution qui se rapproche de la loi normale. Les valeurs de PDIV sont majoritairement concentrées autour de la moyenne, avec une diminution progressive vers les extrêmes, typique d'une distribution normale [58].

TABLE 2.6 – Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour les éprouvettes 1 à 15 du fil de diamètre de 0,5 mm

intervalle	valeur minimale de l'intervalle (V)	valeur maximale de l'intervalle (V)	centre de l'intervalle (V)	Fréquence	Probabilité
1	590,5	593,71	592,105	10	0,006652
2	593,71	596,92	595,315	7	0,013946
3	596,92	600,13	598,525	9	0,024743
4	600,13	603,34	601,735	29	0,03715
5	603,34	606,55	604,945	16	0,047204
6	606,55	609,76	608,155	30	0,050759
7	609,76	612,97	611,365	29	0,046189
8	612,97	616,18	614,575	17	0,03557
9	616,18	619,39	617,785	21	0,023181
10	619,39	622,60	620,995	12	0,012784

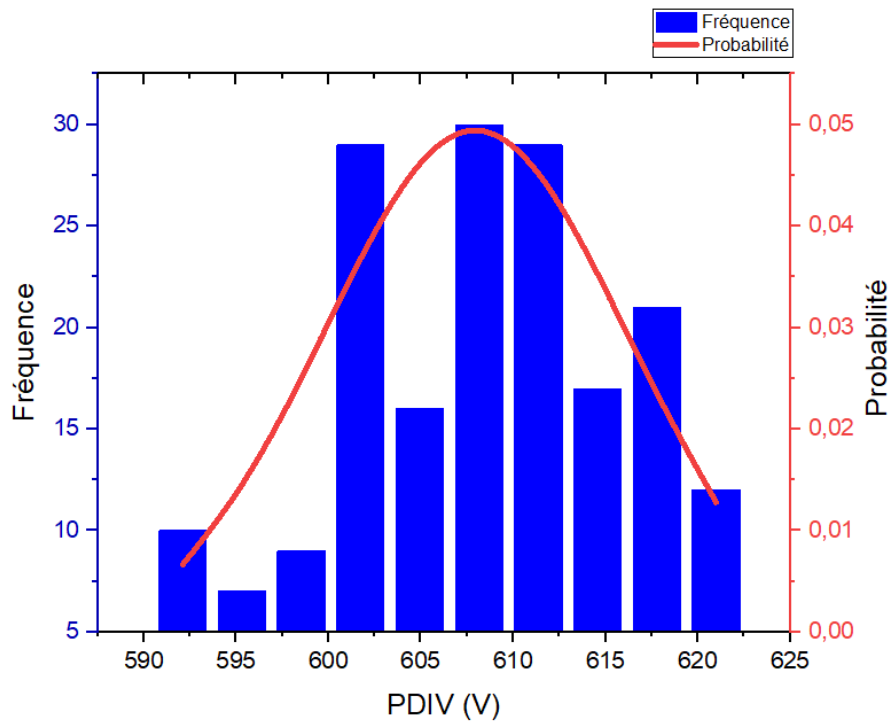


FIGURE 2.11 – Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour les éprouvettes 1 à 15 du fil de diamètre de 0,5 mm

- Deuxième Lot (Éprouvettes 16 à 30) : La distribution est asymétrique avec un coefficient de skewness d'environ 0,471, indiquant une queue positive (à droite). Cette asymétrie modérée suggère que des facteurs spécifiques, possiblement liés aux conditions climatiques de test, ont influencé les résultats [60, 59].

TABLE 2.7 – Tableau des intervalles avec les fréquences et probabilités correspondantes pour les éprouvettes 16 à 30 du fil de diamètre de 0,5 mm

intervalle	valeur minimale de l'intervalle (V)	valeur maximale de l'intervalle (V)	centre de l'intervalle (V)	Fréquence	Probabilité
1	580,5	584,11	582,305	2	0,005028
2	584,11	587,72	585,915	4	0,013099
3	587,72	591,33	589,525	15	0,026728
4	591,33	594,94	593,135	55	0,042716
5	594,94	598,55	596,745	33	0,053469
6	598,55	602,16	600,355	18	0,052419
7	602,16	605,77	603,965	14	0,040249
8	605,77	609,38	607,575	23	0,024205
9	609,38	612,99	611,185	11	0,011401
10	612,99	616,6	614,795	5	0,004206

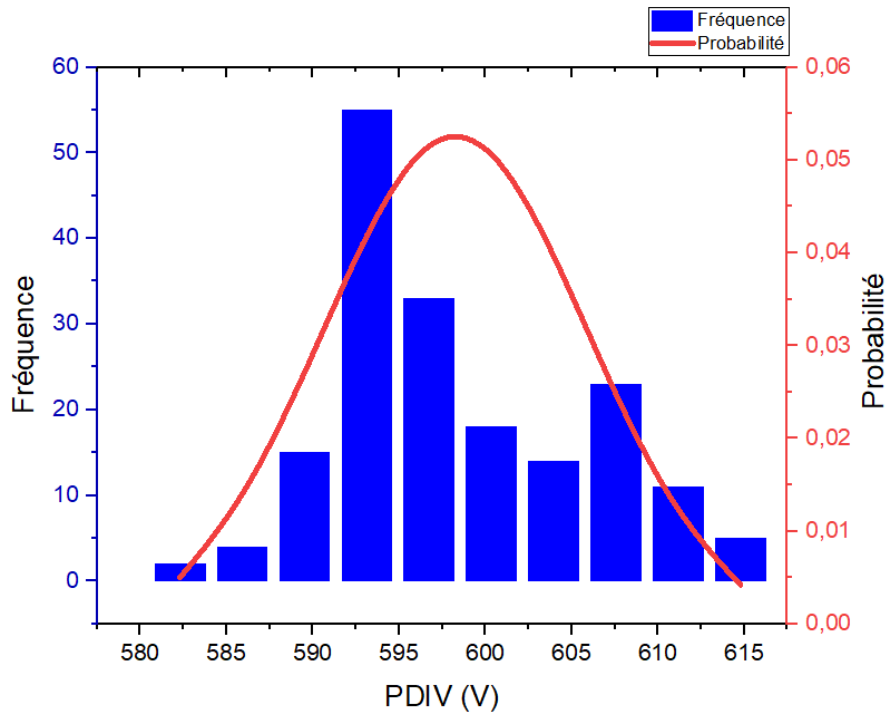


FIGURE 2.12 – Fréquence et probabilité en fonction des valeurs de PDIV pour les éprouvettes 16 à 30 du fil 0,5 mm

Après avoir séparé les données pour le fil de diamètre de 0,5 mm en fonction des lots, il est clair que les conditions de test jouent un rôle crucial dans les mesures de PDIV. La variabilité observée entre les lots souligne l'importance de maintenir des conditions expérimentales cohérentes. Cette importance est particulièrement critique pour les fils de petits diamètres, où les valeurs de PDIV sont plus sensibles aux variations climatiques et à d'autres facteurs environnementaux. Les petits diamètres de fil sont plus vulnérables aux influences externes.

Les essais sur le fil de diamètre de 1,25 mm n'ont pas montré de variabilité similaire à celle observée pour le fil de 0,5 mm. Sachant que même les essais sur le fil de 1,25mm ont été faites en plusieurs jours. L'histogramme de ces essais indique une distribution symétrique en forme de cloche, typique d'une distribution normale. Cela suggère que les effets des conditions de test sont moins marqués pour les diamètres plus grands.

## 2.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mettre en œuvre une approche méthodique pour étudier expérimentalement la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) dans des systèmes d'isolation électrique, en nous appuyant sur des éprouvettes normalisées de fils torsadés de diamètres différents (1,25 mm et 0,5 mm).

Les résultats de mesure de la PDIV ont montré que la PDIV augmente avec l'augmentation du diamètre du fil. Les essais effectués ont fourni des données cruciales sur le comportement des échantillons sous différentes conditions de mesure. En particulier, les essais sur le fil de diamètre de 1,25 mm n'ont pas montré de variabilité similaire à celle observée pour le fil de diamètre de 0,5 mm, même lorsque les tests ont été effectués sur plusieurs jours. L'histogramme de ces essais indique une distribution symétrique en forme de cloche, typique d'une distribution normale. Cela suggère que les effets des conditions de test sont moins marqués pour les diamètres plus



grands.

L'analyse statistique des résultats, comprenant la distribution des mesures et l'application de la loi normale, a permis d'identifier les tendances et de détecter les anomalies potentielles. Ces analyses ont révélé que, pour les fils de diamètre de 1,25 mm, la PDIV présente une plus grande stabilité et moins de variabilité sous diverses conditions de mesure, comparé aux fils de diamètre de 0,5 mm.

# Chapitre 3

## Calcul numérique de la tension d'apparition des décharges partielles

### 3.1 Introduction

Dans ce troisième chapitre, nous proposons et validons un modèle 2D pour calculer la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) pour une géométrie donnée. La faculté de prévoir la PDIV est essentielle pour l'évaluation de la performance et de la fiabilité des systèmes électriques, en particulier dans les composants à haute tension où les décharges partielles peuvent être indicatives de défauts potentiels.

Pour mener à bien cette étude, nous avons employé les logiciels Gmsh et GetDP, qui nous permettent de réaliser la modélisation géométrique, le maillage et la résolution du problème électrostatique pour notre système. Nous avons choisi comme cas d'étude des éprouvettes torsadées normalisées des fils émaillés en cuivre, avec deux diamètres différents à savoir 1,25 mm et 0,5 mm, dont les caractéristiques ont été détaillées dans le chapitre précédent, accompagnées des résultats expérimentaux de mesure de la PDIV.

Le processus de modélisation débute par la création du maillage et la résolution du problème électrostatique à l'aide de Gmsh et GetDP. Les résultats obtenus, sous forme de cartes de champ et de potentiel électriques, sont ensuite intégrés dans notre modèle de calcul de la PDIV. Pour valider la pertinence et l'exactitude de notre modèle, nous comparons les résultats théoriques aux données expérimentales préalablement obtenues.

Enfin, nous évaluons la performance de notre méthode en appliquant notre modèle à un exemple déjà étudié dans la littérature, permettant ainsi de vérifier la validité et la fiabilité de notre approche. Cette démarche rigoureuse assure que notre modèle peut être utilisé de manière fiable pour prédire la PDIV dans divers systèmes géométriques.

### 3.2 Présentation des logiciels Gmsh et GetDP

Gmsh est un logiciel open-source de maillage tridimensionnel largement utilisé pour la modélisation géométrique et la génération de maillages nécessaires à la résolution de problèmes de simulation numérique. Développé par Christophe Geuzaine et Jean-François Remacle, Gmsh se distingue par ses capacités à créer des maillages structurés et non structurés adaptés à diverses applications en mécanique des fluides, électromagnétisme, et bien d'autres domaines. Il permet

de créer des géométries complexes en 1D, 2D et 3D grâce à une interface utilisateur intuitive et un langage de script puissant avec un contrôle précis de la taille des éléments de maillage. De plus, il inclut des outils pour la visualisation des maillages et des résultats de simulation, facilitant ainsi l'analyse et l'interprétation des données. Son interopérabilité avec de nombreux formats de fichier permet l'importation et l'exportation de géométries et de maillages vers et depuis d'autres logiciels de simulation, faisant de Gmsh un outil polyvalent et puissant pour préparer les modèles numériques nécessaires à la résolution de problèmes tels que l'électromagnétisme, l'électrostatique, la mécanique des fluides, la simulation thermique ... [63].

GetDP (General environment for the treatment of Discrete Problems) est un solveur d'équations aux éléments finis (FEM) open-source développé par Patrick Dular et Christophe Geuzaine. En utilisant les maillages générés par Gmsh, GetDP peut effectuer des calculs précis sur des géométries complexes, facilitant ainsi le processus de simulation. GetDP inclut également des capacités avancées de post-traitement, permettant une analyse détaillée des résultats de simulation [64, 65, 66].

En combinant les puissances de Gmsh pour la génération de maillages et de GetDP pour la résolution de problèmes, ces deux outils offrent une solution complète et intégrée pour la modélisation et la simulation numérique, permettant de réaliser des études approfondies et précises dans de nombreux domaines scientifiques et d'ingénierie.

### 3.3 Modélisation géométrique et maillage du système d'étude

Dans cette section, nous abordons la représentation des éprouvettes torsadées normalisées des fils émaillés en cuivre dans le logiciel Gmsh. Pour notre étude, nous avons opté pour une modélisation en 2D où seuls les contours des conducteurs sont modélisés, car il n'y a pas de champ électrique à l'intérieur des matériaux conducteurs. Des conditions aux limites, c'est-à-dire des tensions, sont appliquées le long des contours des zones de cuivre. L'air et le matériau d'isolation sont considérés comme étant dépourvus de porteurs de charge, ce qui simplifie la modélisation du champ électrique.

En raison de la symétrie du système, chaque fil, dont la section est un disque, est représenté par un quart seulement. Cette simplification permet de réduire le nombre de calculs nécessaires tout en conservant l'exactitude de la modélisation.

La modélisation a été faite selon les caractéristiques données dans le tableau (2.1), la représentation sur Gmsh est présentée sur les figures (3.1) et (3.2) pour les éprouvettes torsadées de diamètre de 1,25 mm et 0,5 mm respectivement.

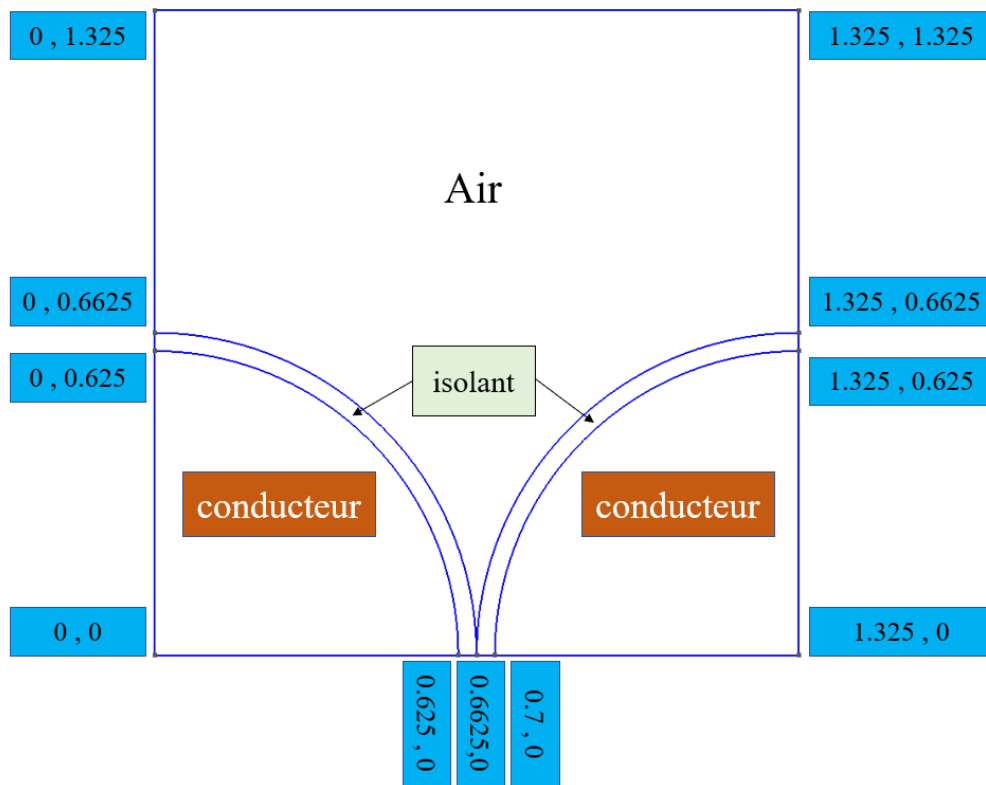


FIGURE 3.1 – Modélisation géométrique en 2D d’une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre

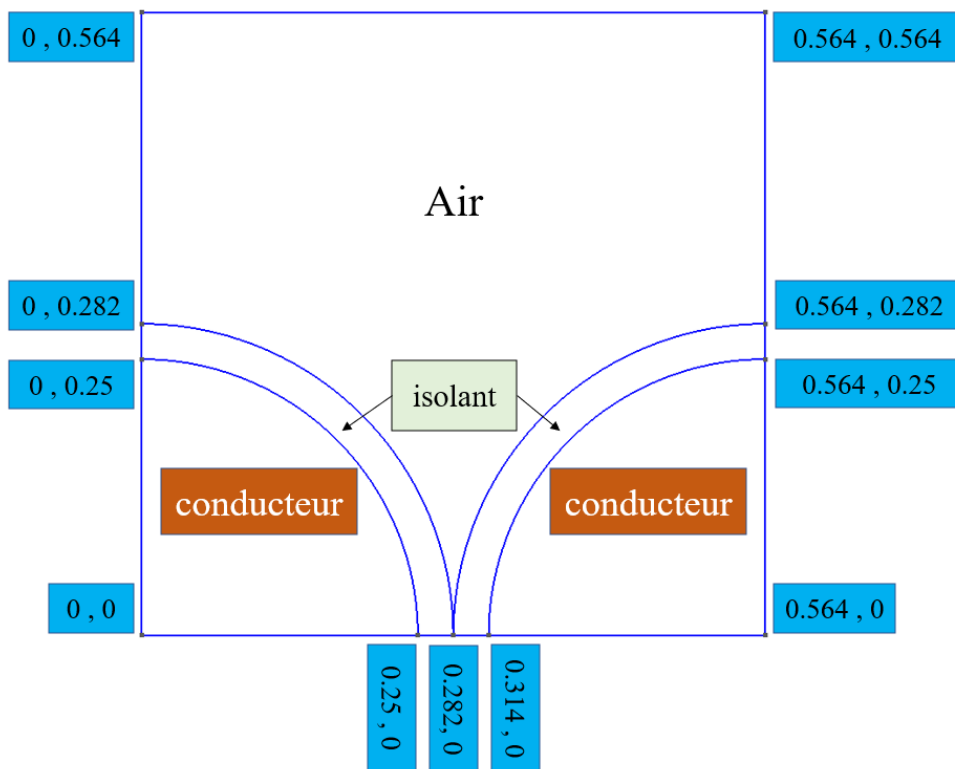


FIGURE 3.2 – Modélisation géométrique en 2D d’une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre

Nous avons choisi un maillage triangulaire un peu dense, généré à l'aide de Gmsh, qui permet de définir avec précision le type et la taille du maillage. Ce choix de maillage garantit une meilleure résolution des gradients de champ électrique, ce qui est crucial pour une modélisation précise de la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV).

Les figures (3.3) et (3.4) montrent le maillage pour les deux éprouvettes du fil de 1,25 mm et 0,5 mm de diamètres respectivement.

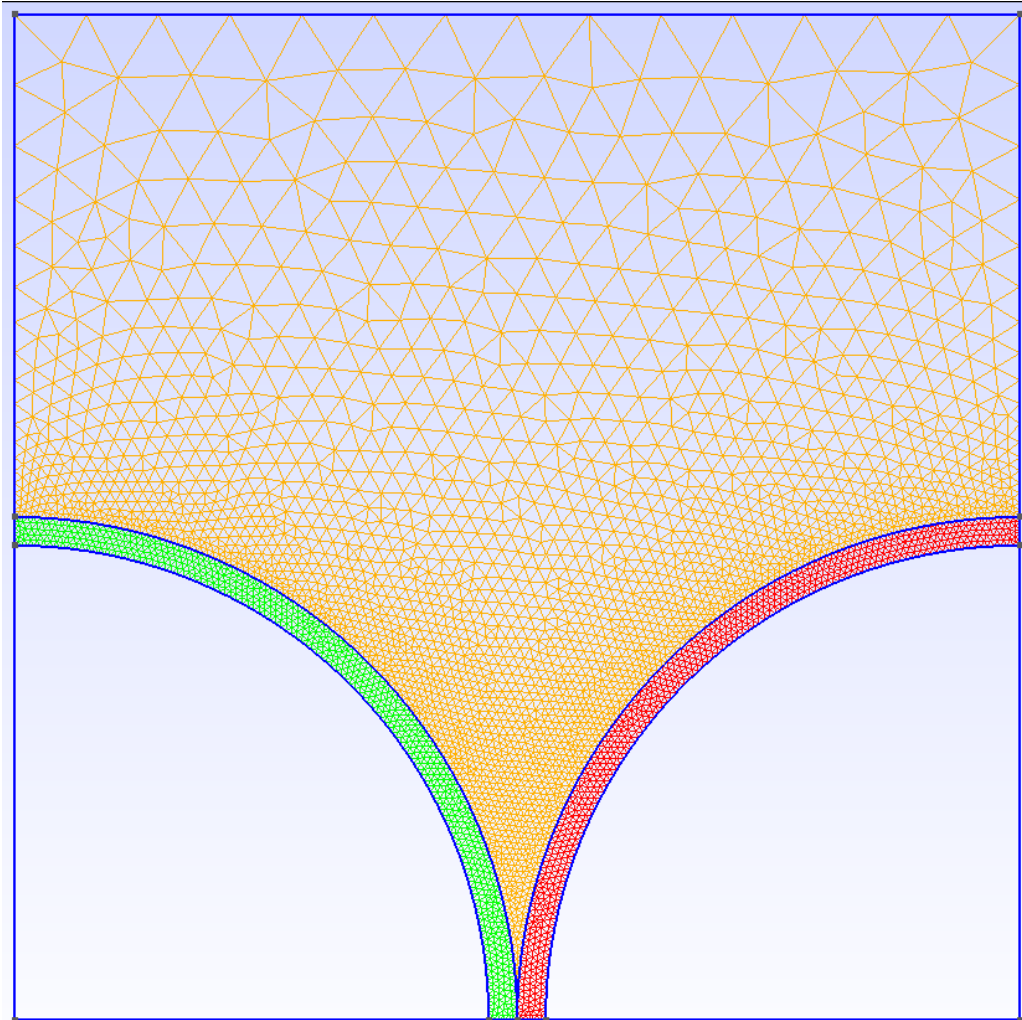


FIGURE 3.3 – Maillage d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre

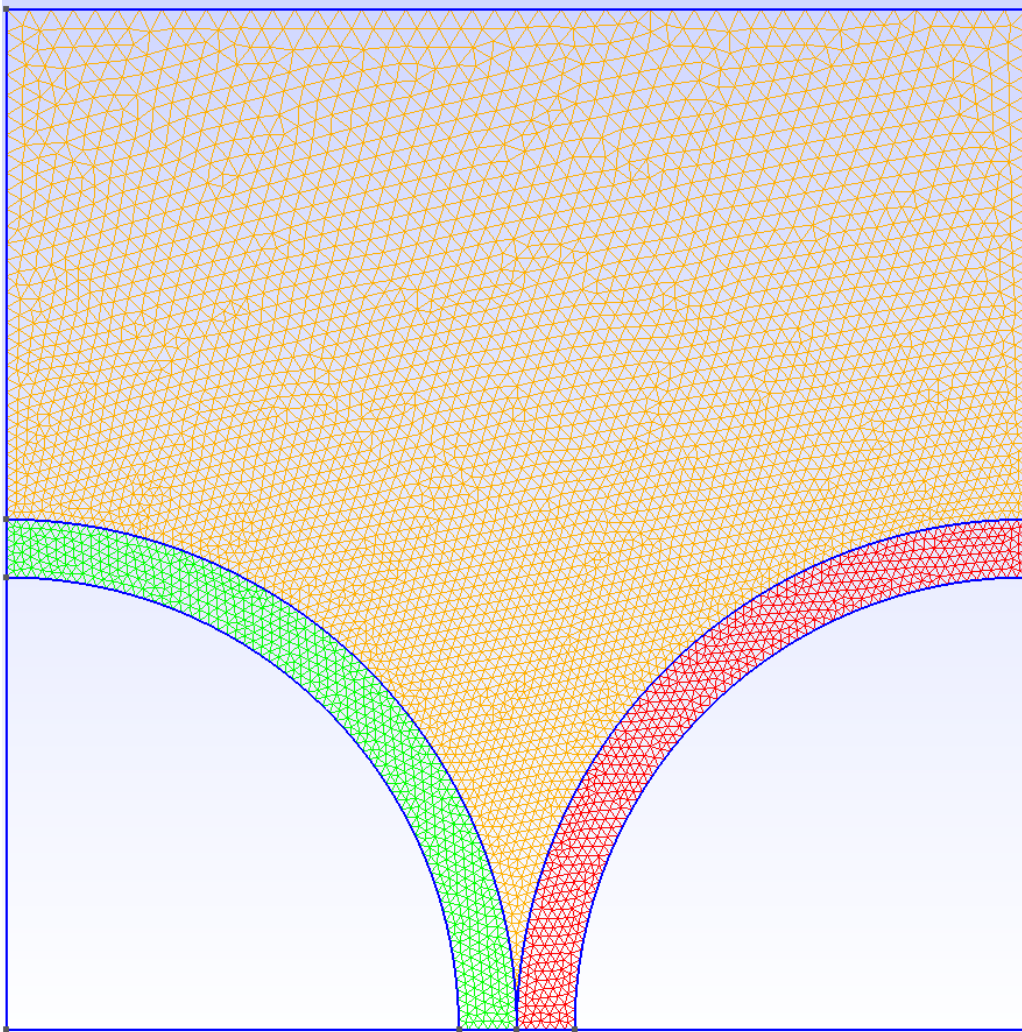


FIGURE 3.4 – Maillage d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre

## 3.4 Formulation électrostatique du problème

### 3.4.1 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell, aussi appelées équations de Maxwell-Lorentz, du nom du physicien écossais James Clerk Maxwell [67, 68], constituent le fondement de la théorie électromagnétique.

- Maxwell-Gauss :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (3.1)$$

- Maxwell-Thomson :

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (3.2)$$

- Maxwell-Faraday :

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.3)$$

- Maxwell-Ampère :

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (3.4)$$

où  $\vec{E}$  représente le champ électrique (en V/m),  $\vec{B}$  représente l'induction magnétique (en T),  $\vec{J}$  est la densité du courant électrique (en A/m<sup>2</sup>),  $\rho$  est la densité volumique de la charge électrique dans le milieu diélectrique (en C/m<sup>3</sup>),  $\varepsilon_0$  représente la permittivité diélectrique du vide (en F/m) et  $\mu_0$  représente la perméabilité magnétique du vide (en H/m) [67, 68].

En fait :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.5)$$

et

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (3.6)$$

où  $\vec{D}$  est le champ de déplacement électrique (en C/m<sup>2</sup>),  $\vec{H}$  est le champ magnétique auxiliaire (en A/m),  $\vec{P}$  est la polarisation électrique (en C/m<sup>2</sup>) et  $\vec{M}$  est l'aimantation (en A/m).

d'où :

- Maxwell-Gauss :

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (3.7)$$

- Maxwell-Thomson :

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (3.8)$$

- Maxwell-Faraday :

$$\vec{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.9)$$

- Maxwell-Ampère :

$$\vec{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.10)$$

Les champs générés par une tension industrielle alternative ne sont pas électrostatiques. Cependant, la variation temporelle des champs étant négligée, ils sont quasi-stationnaires. De plus, dans cette étude, on considère que l'air et les matériaux isolants polymères ne portent aucune charge [69]. Les équations de Maxwell (3.7) et (3.9) peuvent donc s'écrire de la façon suivante :

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (3.11)$$

$$\vec{rot} \vec{E} = \vec{0} \quad (3.12)$$

Deux formulations peuvent être utilisées pour la résolution de ce système de deux équations (3.11) et (3.12) :

### 3.4.1.1 Formulation du potentiel vecteur

La divergence du  $\vec{D}$  étant nulle,  $\vec{D}$  peut être exprimé comme le rotationnel d'un vecteur potentiel  $\vec{u}$  :

$$\vec{D} = \vec{rot} \vec{u} \quad (3.13)$$

En remplaçant l'équation (3.13) dans (3.12) :

$$\begin{aligned} \vec{rot}(\vec{rot} \vec{u}) &= \vec{0} \\ \vec{grad}(\text{div} \vec{u}) - \nabla^2 \vec{u} &= 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

La condition de Coulomb appliquée au potentiel vecteur  $\vec{u}$  est définie comme suit :

$$\text{div}\vec{u} = 0 \quad (3.15)$$

En remplaçant l'équation (3.15) dans celle (3.14), on obtient :

$$\nabla^2\vec{u} = 0 \quad (3.16)$$

L'équation (3.16) est la formulation du potentiel vecteur d'un problème électrostatique. Comme principal avantage, cette formulation donne directement les lignes de champ électrique en 2D [70, 71]. Cependant, son utilisation est compliquée dans le cas d'un problème électrostatique avec plusieurs conducteurs [69, 72].

### 3.4.1.2 Formulation du potentiel scalaire

Étant donné que le rotationnel du champ électrique  $\vec{E}$  est nul, celui-ci peut être représenté comme le gradient négatif d'un scalaire, que l'on définit comme le potentiel électrique  $V$  :

$$\vec{E} = -\text{grad}V \quad (3.17)$$

D'autre part :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \quad (3.18)$$

où  $\varepsilon_r$  est la permittivité relative du milieu.

En injectant les équations (3.17) et (3.18) dans (3.11), on obtient :

$$\begin{aligned} \text{div}(\varepsilon(-\text{grad}V)) &= 0 \\ \text{div}(\text{grad}V) &= 0 \\ \nabla^2V &= 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

L'équation (3.19) est appelée l'équation de Poisson. Elle décrit la formulation du potentiel scalaire d'un problème électrostatique. L'approche par potentiel scalaire  $V$  s'avère la plus simple à mettre en œuvre. En effet, contrairement au potentiel vectoriel  $\vec{u}$ , elle ne requiert pas de division du domaine d'étude en présence de plusieurs conducteurs, car la solution obtenue en utilisant la formulation scalaire  $V$  est unique [56]. De plus, le potentiel scalaire  $V$  facilite le calcul des lignes équipotentielles. Cependant, cette méthode ne fournit pas directement les lignes de champ électrique. Des étapes de calcul numérique supplémentaires sont nécessaires pour les obtenir.

La formulation du potentiel scalaire a été choisie dans le cadre de notre étude, car elle est la plus simple et aussi la plus utilisée dans les solveurs des problèmes électrostatiques disponibles (COMSOL, Ansys Maxwell, Femm, Jmag et GetDP).

## 3.5 Résultats numériques en utilisant GetDP

La résolution de notre problème électrostatique a été réalisée à l'aide du logiciel GetDP. Cette résolution nous fournit les cartes de champ et de potentiel électriques dans nos éprouvettes, sans fournir directement les lignes de champ. En fait, elle donne uniquement la direction et l'intensité du champ dans chaque élément de maillage. Les résultats de la résolution sont représentés sur les figures (3.5) et (3.6) pour les éprouvettes de diamètre de 1,25 mm et 0,5 mm, respectivement.



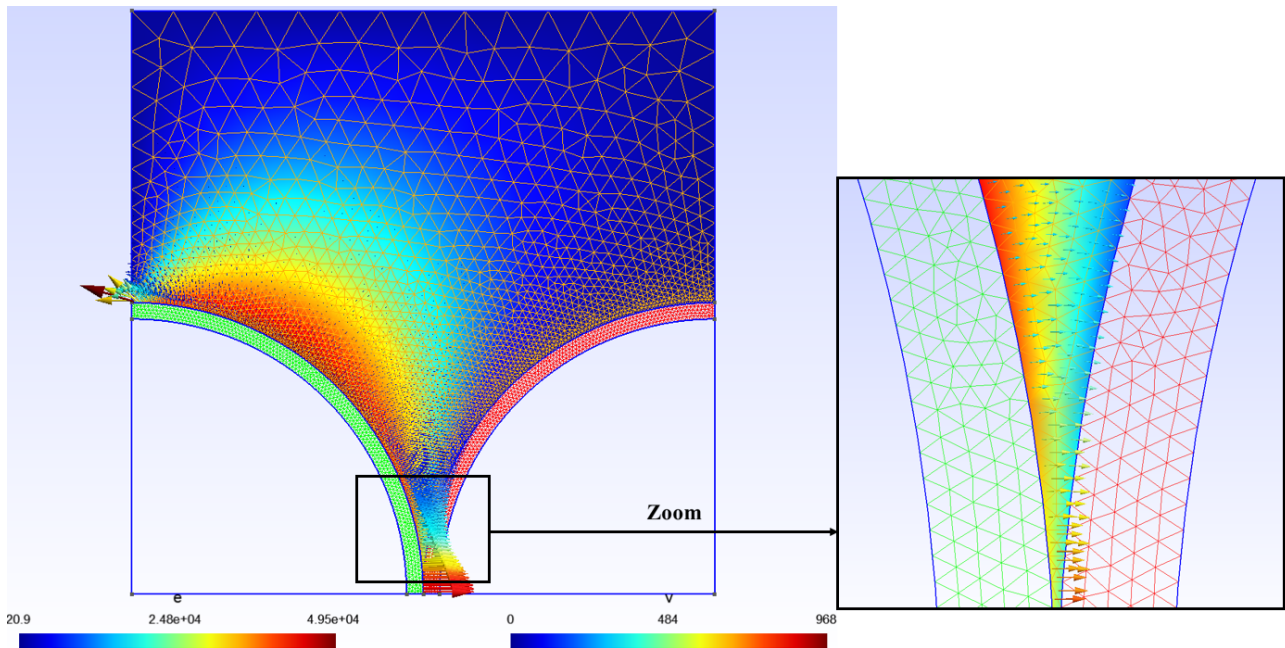


FIGURE 3.5 – Cartes de champ et de potentiel pour l'éprouvette de 1,25 mm de diamètre

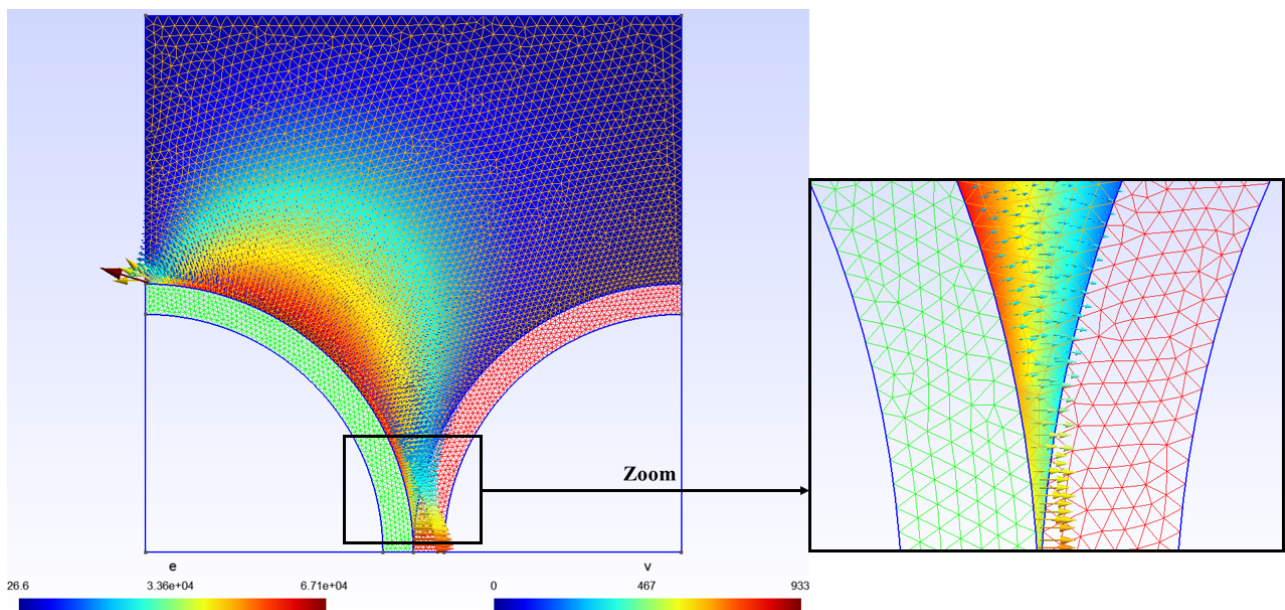


FIGURE 3.6 – Cartes de champ et de potentiel pour l'éprouvette de 0,5 mm de diamètre

### 3.6 Méthode de constructions de lignes de champ

L'application du critère de Paschen exige des données précises sur les lignes de champ électrique. Ces données, composées des différences de potentiel électrique ( $V_i$ ) et des longueurs de lignes de champ ( $l_i$ ), permettent d'évaluer la probabilité d'apparition des décharges partielles (DPs) en les comparant à la courbe de Paschen. La résolution de la formulation par potentiel scalaire ne fournit pas directement les lignes de champ électrique. Pour les obtenir, il est nécessaire de les construire numériquement à partir des cartes de potentiel et de champ électriques obtenues.

Diverses méthodes existent dans la littérature pour générer ces lignes de champ. Ces méthodes utilisent la carte de champ électrique  $\vec{E}$  résultant de la résolution de la formulation du potentiel

scalaire pour construire les lignes de champ  $\vec{l}$  tangentes à la direction de  $\vec{E}$  dans chaque élément du maillage [73, 74, 75].

### 3.6.1 Méthode de sélection automatique de la surface de départ des lignes de champ électrique

Par définition, la surface de départ est le contour du volume de l'air dans le milieu étudié qui a un vecteur de champ électrique  $\vec{E}$  sortant. Cette étape, de sélection automatique de la surface de départ, est parfois omise dans certaines méthodes décrites dans la littérature, soit parce que la sélection est effectuée manuellement pour un cas spécifique (méthode non généralisable), soit parce que le calcul d'une ligne de champ débute arbitrairement à un point du maillage situé au milieu de la ligne, et la construction de la ligne se fait dans les deux directions (positive et négative) du vecteur de champ électrique [73, 74].

L'approche que nous avons utilisée pour la détermination de la surface de départ suit l'organigramme montré sur la figure (3.7). Cette méthode requiert une carte du champ électrique spécifique à la région de l'air. C'est la région qui nous intéresse car le critère de Paschen n'est applicable que dans les gaz (comme l'air).

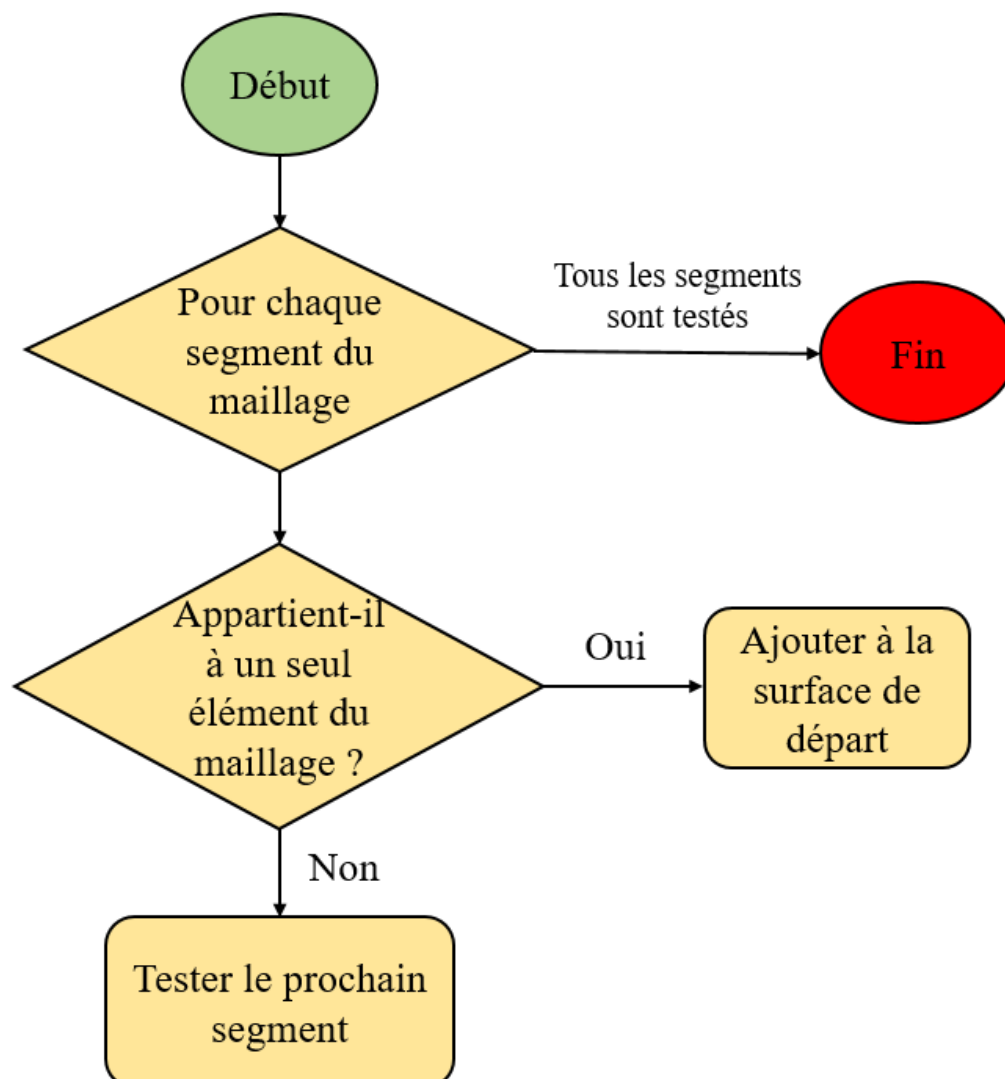


FIGURE 3.7 – Organigramme de la méthode de sélection automatique de la surface de départ

Ainsi, déterminer la surface de départ revient simplement à identifier les segments appartenant à un seul élément du maillage triangulaire. Une fois la surface de départ déterminée sous forme d'un ensemble de segments, les points de départ des lignes de champ sont définis comme les centres de chaque segment. Cette approche présente l'avantage de permettre la prédéfinition de la densité des lignes de champ en fonction de la densité du maillage.

### 3.6.2 Méthode itérative pour construire les lignes de champ

Par définition, le champ électrique  $\vec{E}$  est parallèle à une ligne de champ  $\vec{l}$ . Le produit vectoriel de ces deux grandeurs est nul [73] :

$$\vec{E} \times \vec{l} = \vec{0} \quad (3.20)$$

Pour un élément donné du maillage en 2D, les deux vecteurs sont décrits par leurs coordonnées :  $\vec{E}(E_x, E_y)$  et  $\vec{l}(l_x, l_y)$ . L'équation (3.20) peut être écrite comme suit [73] :

$$E_x l_y - E_y l_x = 0 \quad (3.21)$$

d'où :

$$\frac{l_y}{l_x} = \frac{E_y}{E_x} \quad (3.22)$$

Pour construire le premier segment d'une ligne de champ, débutant d'un point initial  $M_0(x_0, y_0)$  vers  $M_1(x_1, y_1)$  au sein d'un élément du maillage caractérisé par un vecteur de champ électrique  $\vec{E}(E_{x,0}, E_{y,0})$ , on définit un déplacement  $\Delta_x$  suivant l'axe x qui entraîne un déplacement  $\Delta_y$  suivant l'axe y. L'équation (3.22) devient [73] :

$$\Delta_y = \Delta_x \frac{E_y}{E_x} \quad (3.23)$$

$$(y_1 - y_0) = (x_1 - x_0) \frac{E_{y,0}}{E_{x,0}} \quad (3.24)$$

donc :

$$(y_{k+1} - y_k) = (x_{k+1} - x_k) \frac{E_{y,k}}{E_{x,k}} \quad (3.25)$$

Les méthodes de la littérature [69, 73, 76] définissent un pas constant pour chaque itération égal à :

$$\Delta_c = \frac{y_{k+1} - y_k}{E_{y,k}} = \frac{x_{k+1} - x_k}{E_{x,k}} \quad (3.26)$$

d'où :

$$x_{k+1} = x_k + \Delta_c E_{x,k} \quad (3.27)$$

$$y_{k+1} = y_k + \Delta_c E_{y,k} \quad (3.28)$$

Ce qui permet de déterminer les coordonnées du point  $M_{k+1}(x_{k+1}, y_{k+1})$  à partir de celui  $M_k(x_k, y_k)$  et le champ électrique au point  $M_k(E_{x,k}, E_{y,k})$ . Cette méthode itérative pour construire les lignes de champ est résumé sur l'organigramme présenté sur la figure (3.8).

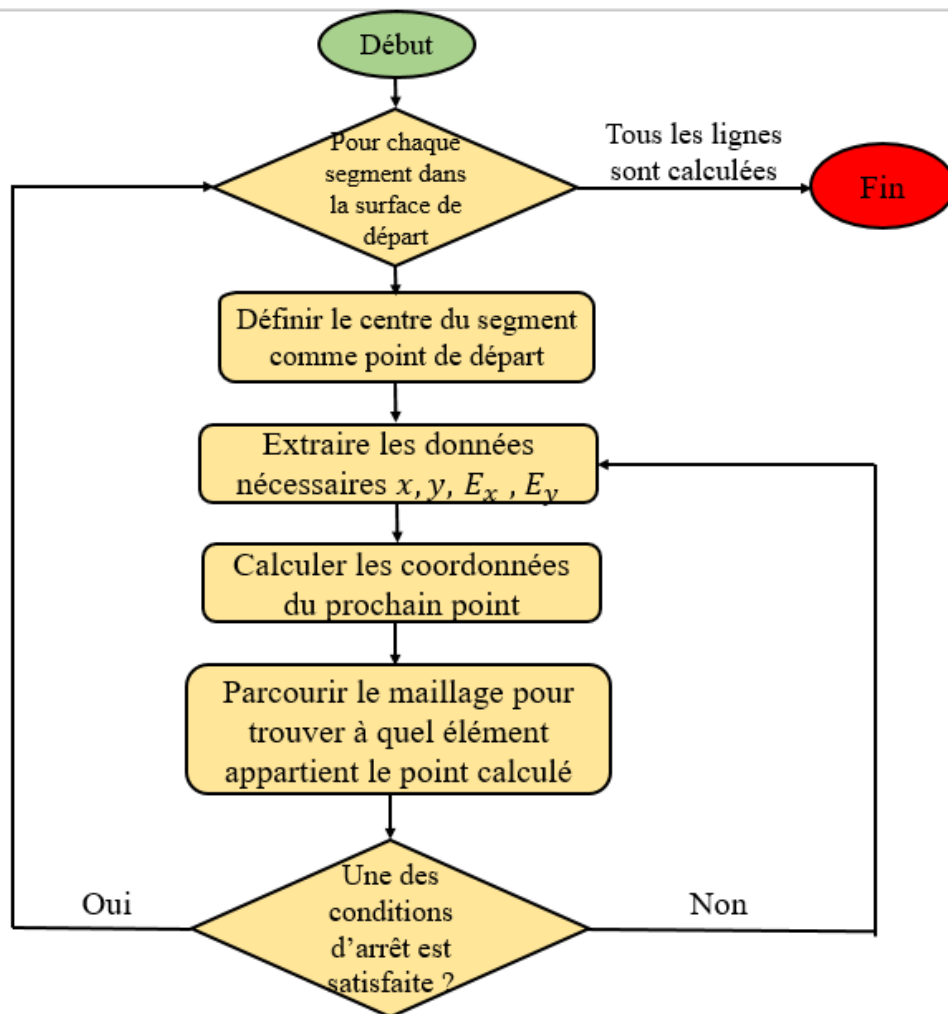


FIGURE 3.8 – Organigramme de la méthode itérative pour construire les lignes de champ

Les conditions d'arrêt de l'algorithme de construction de lignes de champ décrit sur la figure (3.8) sont :

- La ligne atteint un élément dont le champ électrique  $\vec{E}$  est nul.
- Le nombre de segments de la ligne atteint un nombre trop élevé supérieur à un seuil prédéfini.
- La ligne de champ atteint la limite du domaine et aucun élément de maillage n'est trouvé pour continuer le calcul.

L'application de l'algorithme de la figure (3.8) sur nos éprouvettes nous a permis de trouver les résultats représentés sur les figures (3.9) et (3.10) pour les éprouvettes torsadées de 1,25 et 0,5 mm de diamètres respectivement.

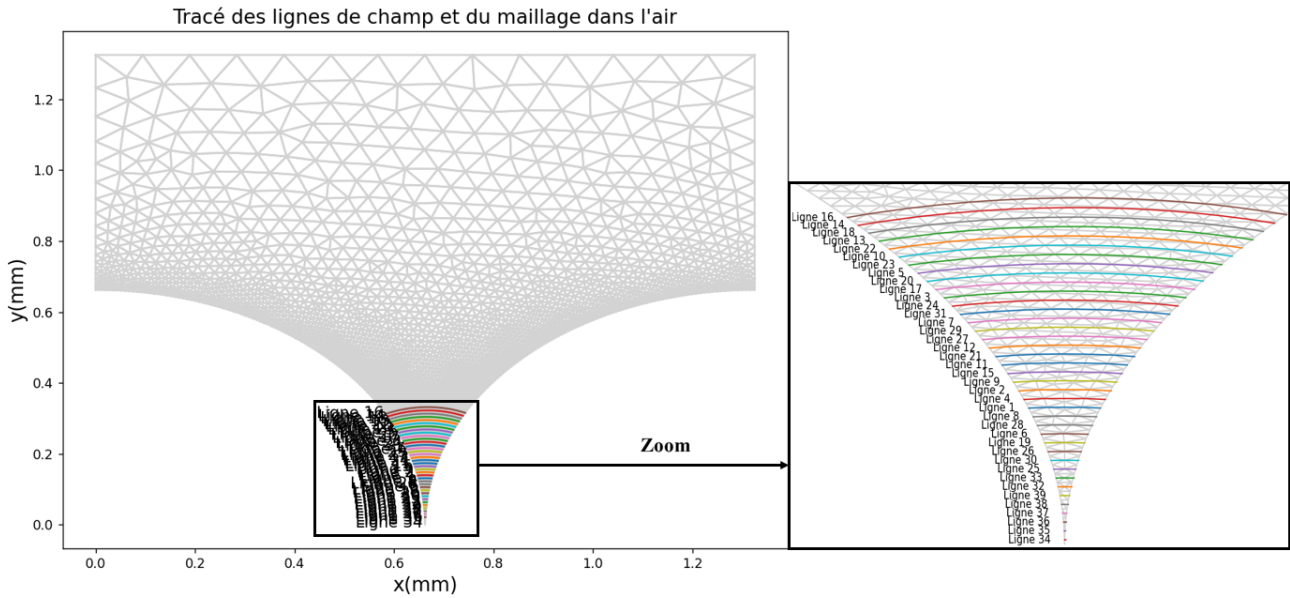


FIGURE 3.9 – Lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre

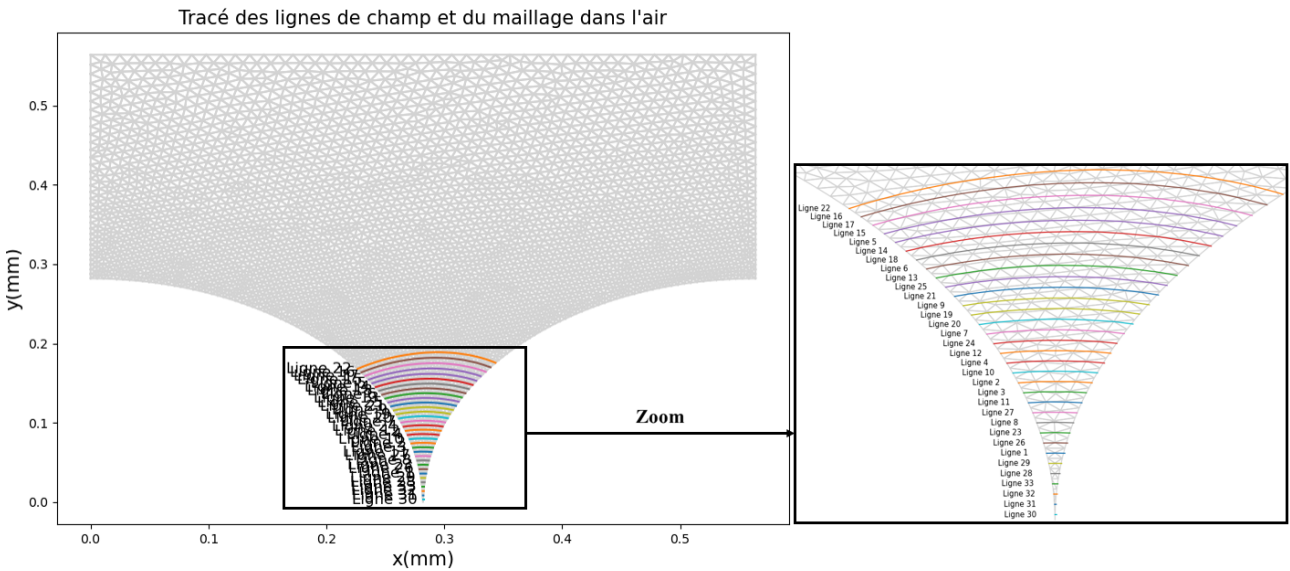


FIGURE 3.10 – Lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre

Pour chaque ligne de champ, il y a deux informations principales à tirer pour pouvoir appliquer le critère de Paschen et prédire la tension seuil d'apparition de décharges partielles :

- la longueur de la ligne : notée  $l_i$  pour la ligne  $i$ , cette longueur est calculée en additionnant les longueurs des segments  $S_k$  qui la composent :

$$l_i = \sum_{k=0}^{N-2} \sqrt{(x_{k+1} - x_k)^2 + (y_{k+1} - y_k)^2} \quad (3.29)$$

$N$  est le nombre de points dans la ligne.

- la différence de potentiel électrique : notée  $V_i$  pour la ligne  $i$ , cette différence de potentiel est calculée en faisant la valeur absolue de la différence entre la valeur du potentiel électrique au point de départ  $V$  et celle du point d'arrivée  $V'$  :

$$V_i = |V - V'| \quad (3.30)$$

Pour chaque ligne de champs  $i$ , un point de données est défini comme suit  $A_i(l_i, V_i)$ . L'ensemble de ces points composent une courbe de  $V = f(l)$  qu'on appelle la courbe des lignes de champ. Les courbes des lignes de champ pour les deux éprouvettes torsadées de diamètres de 1,25 mm et 0,5 mm sont représentées respectivement sur les figures (3.11) et (3.12).

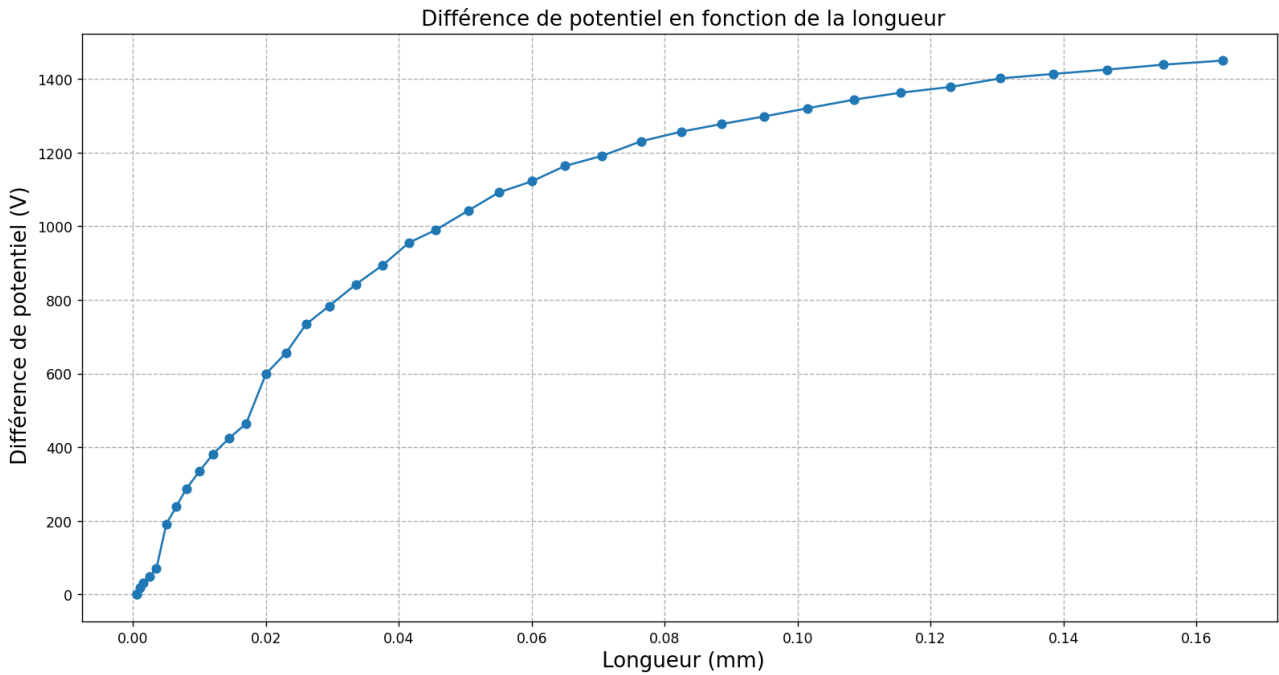


FIGURE 3.11 – Différence de potentiel en fonction de la longueur des lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre

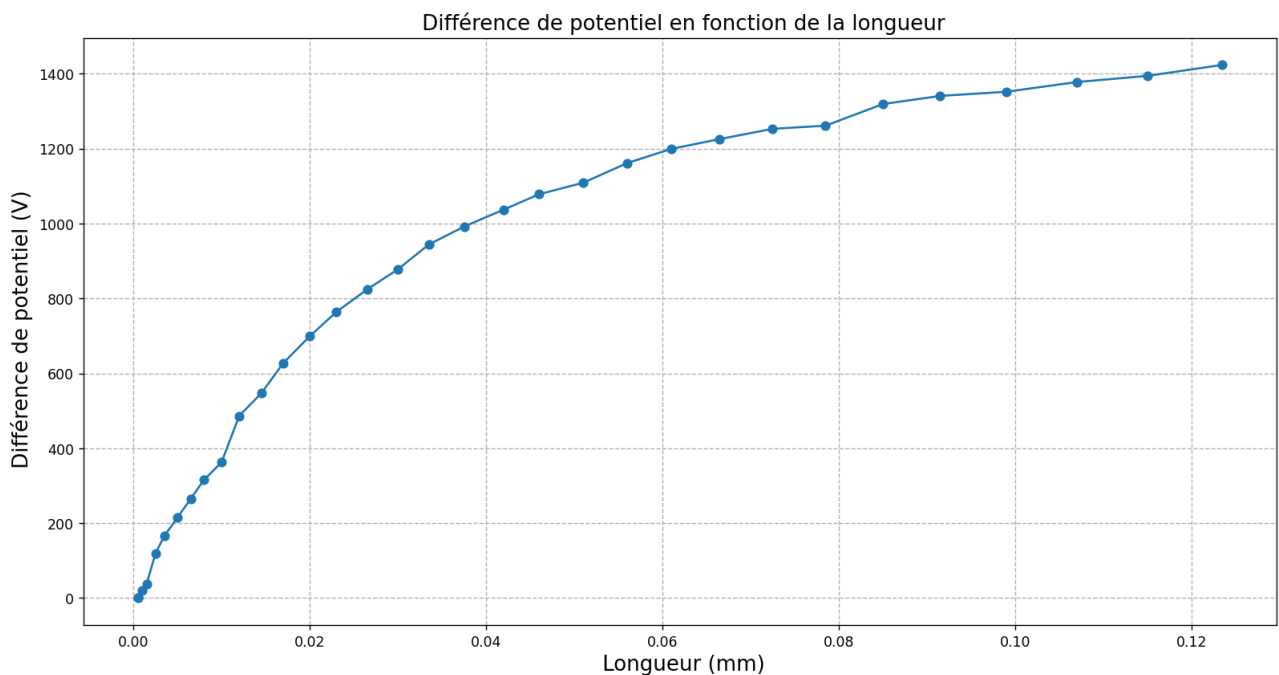


FIGURE 3.12 – Différence de potentiel en fonction de la longueur des lignes de champ pour le cas d'une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre

Les courbes des lignes de champ, présentées sur les figures (3.11) et (3.12), montrent que l'évolution de la différence de potentiel est non linéaire en fonction de la longueur. La différence

de potentiel augmente de quelques dizaines de volts jusqu'à 1400 V. Nous remarquons que les deux courbes atteignent une différence de potentiel de 1400 V, mais pour des longueurs différentes. Ceci est dû au fait que les mêmes conditions ont été appliquées pour les deux simulations, autrement dit, 1000 V dans le fil à gauche, 0 V dans le fil à droite et 0 V à la frontière. La différence entre les courbes des lignes de champ pour les fils de diamètres de 1,25 mm et 0,5 mm est due aux caractéristiques géométriques distinctes des fils.

### 3.7 Critère de Paschen

Le critère de Paschen détermine la différence de potentiel nécessaire pour provoquer une avalanche électronique auto-entretenu en fonction de la distance entre deux électrodes et de la pression dans un gaz. Dans la littérature, le critère de Paschen a été largement employé pour prédire la tension de claquage dans divers types de systèmes d'isolation électrique (SIE) notamment, dans les machines tournantes, l'électronique de puissance, les connecteurs, ...[69, 70, 4, 75, 74]. Une fois que tous les points de données  $A_i(l_i, V_i)$  des lignes de champ sont calculés pour une configuration donnée, on peut appliquer le critère de Paschen pour déterminer si des décharges partielles (DPs) surviendront dans cette configuration. Pour chaque ligne de champ :

- si  $A_i(l_i, V_i)$  se situe en dessous de la courbe de Paschen, il n'y aura pas de décharge sur cette ligne.
- si  $A_i(l_i, V_i)$  se situe sur ou au-dessus de la courbe de Paschen, une DP apparaîtra sur cette ligne.

Le critère de Paschen est résumé sur la figure (3.13).

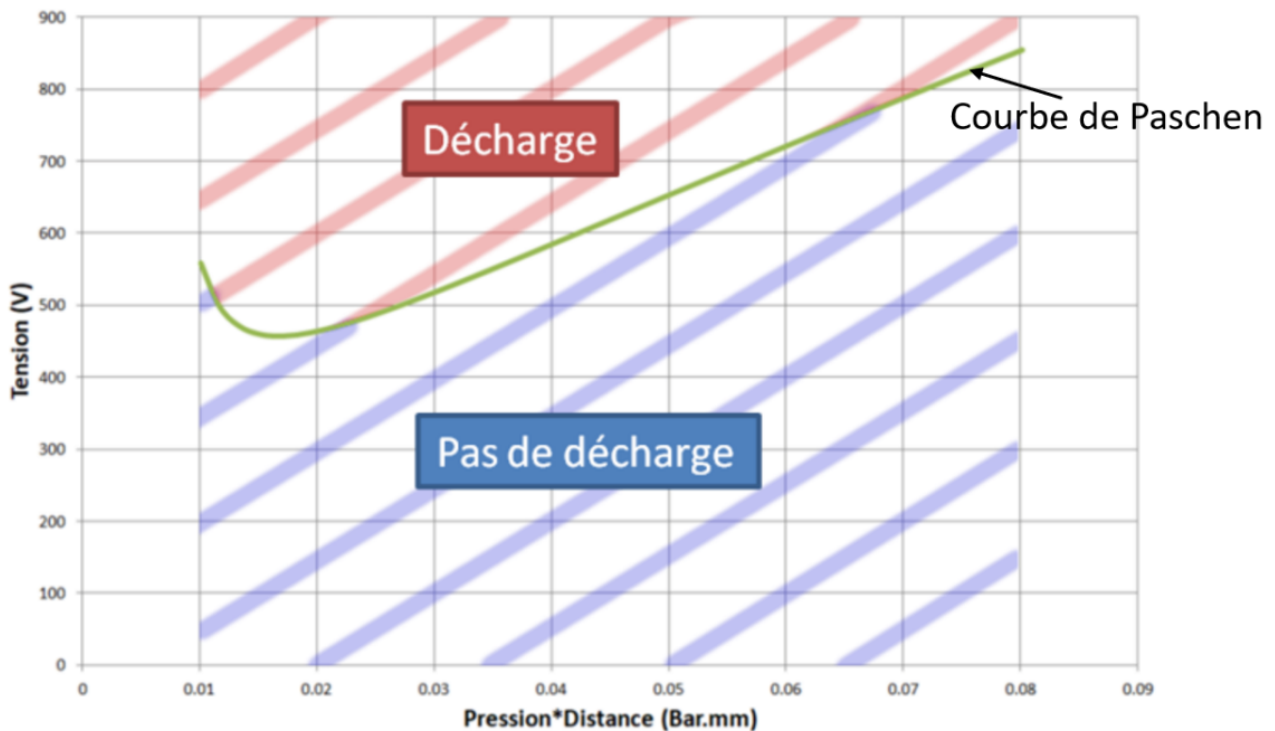


FIGURE 3.13 – Critère de Paschen

### 3.8 Méthode itérative de calcul de la PDIV théorique

Selon le critère de Paschen, la PDIV est définie comme le potentiel appliqué entre les électrodes permettant d'obtenir un point critique  $A_c(l_c, V_c)$  situé exactement sur la courbe de Paschen et que tous les autres points  $A_i(l_i, V_i)$  se trouvent en dessous de cette courbe. Autrement dit, cela représente une intersection tangente entre la courbe de Paschen et la courbe des lignes de champ.

Étant donné que nous sommes en électrostatique, le champ électrique  $\vec{E}$  et le potentiel électrique  $V$  résultant du calcul par éléments finis sont linéaires par rapport aux conditions aux limites, c'est-à-dire à la différence de potentiel électrique (tension) entre les conducteurs, notée  $U$ . Si seulement deux conducteurs sont présents et que l'un d'eux est mis à la terre (potentiel nul),  $U$  devient égal au potentiel du conducteur sous tension. Cette relation linéaire implique qu'une fois la résolution par éléments finis effectuée pour une tension donnée, les résultats peuvent être ajustés pour toute autre valeur de tension sans nécessiter un nouveau calcul. Cette adaptation se fait simplement en multipliant le potentiel électrique et l'amplitude du champ électrique dans chaque élément du maillage par le rapport  $U/U_0$ , où  $U$  est la nouvelle valeur de la tension appliquée et  $U_0$  est la valeur initiale de la tension appliquée.

En ce qui concerne les points de données des lignes de champ  $A_i(l_i, V_i)$ , la différence de potentiel  $V_i$  à travers une ligne de champ est linéaire car elle utilise les valeurs du potentiel aux extrémités de la ligne dans le maillage. Pour le champ électrique  $\vec{E}$ , cette linéarité affecte uniquement son amplitude. Cela signifie que la direction de  $\vec{E}$  ne change pas en fonction de la tension  $U$ , sauf si le signe de  $U$  change en cas d'inversion de polarité. Dans ce cas, le sens de  $\vec{E}$  s'inverse dans tout le maillage. Quoi qu'il en soit, la forme des lignes de champ, qui suivent la direction de  $\vec{E}$ , reste inchangée, tout comme la longueur  $l_i$  des lignes de champ.

Cela signifie que, une fois la courbe du potentiel par unité de longueur des lignes de champ  $(l_i, V_i)$  établie pour un certain niveau de tension appliquée aux conducteurs, elle peut être ajustée pour tout autre niveau de tension sans nécessiter une nouvelle résolution par éléments finis du problème électrostatique. Cette adaptation se fait en multipliant les valeurs par le rapport  $U/U_0$ , avec  $U$  et  $U_0$  sont la nouvelle valeur et celle initiale de la tension appliquée respectivement.

Ainsi, pour établir la PDIV d'une configuration spécifique après avoir réalisé le calcul initial par éléments finis avec une tension  $U_0$ , il est nécessaire de mettre en œuvre une méthode itérative qui ajuste la courbe des lignes de champ  $V=f(l)$  vers le haut ou le bas jusqu'à ce qu'une intersection tangente avec la courbe de Paschen soit atteinte. Plusieurs techniques itératives peuvent être utilisées, chacune avec des durées de convergence variées (augmentation par paliers fixes, dichotomie, ...) [77]. La méthode que nous employons repose sur l'hypothèse suivante :

La longueur  $l_c$  de la ligne de champ correspondant au point critique  $A_c(l_c, V_c)$ , qui permet une intersection tangente entre la courbe de Paschen et celle des lignes de champ  $V=f(l)$ , doit respecter la condition suivante : pour toute ligne  $i$  :  $V_{p,c} - V_c < V_{p,i} - V_i$ .

avec  $V_{p,c}$  et  $V_{p,i}$  les tensions de Paschen pour les longueurs  $l_c$  et  $l_i$  respectivement.

C'est-à-dire que la distance latérale signée entre les deux courbes est la plus faible pour le point  $A_c$  pour n'importe quelle valeur de la tension appliquée.

Si cette hypothèse est correcte, pour atteindre l'intersection tangente, le facteur de multiplica-



tion utilisé pour ajuster  $V_c$  vers  $V_{p,c}$  est  $V_{p,c}/V_c$ . Donc, la PDIV est :

$$U_{PDIV} = U_0 \frac{V_{p,c}}{V_c} \quad (3.31)$$

Généralement, cette hypothèse ne se vérifie pas lors de la première itération. Il est nécessaire de répéter le calcul jusqu'à ce que l'écart latéral entre les deux courbes soit complètement réduit à zéro  $V_{p,c} - V_c = 0$  avec tous les autres points  $A_i(l_i, V_i)$  en dessous de la courbe de Paschen, autrement dit quelque soit  $i : V_{p,i} - V_i \geq 0$ .

En résumé, la méthode itérative utilisée (avec  $n$  : indice d'itération) :

- Calculer  $V_{p,i,n} - V_{i,n}$  pour toutes les lignes de champ.
- Déterminer  $l_{c,n}$  tel que :  $\forall i V_{p,c,n} - V_{c,n} < V_{p,i,n} - V_{i,n}$ .
- Vérifier si  $\forall i V_{p,i,n} - V_{i,n} \geq 0$  et si  $V_{p,c,n} - V_{c,n} = 0$  .
  - o Si oui, alors  $U_{PDIV}$  est égale à  $U$  de la dernière itération.
  - o Sinon, calculer pour chaque ligne de champ  $V_{i,n+1} = V_{i,n} \frac{V_{p,c,n}}{V_{c,n}}$  et calculer la valeur de tension appliquée  $U_{n+1} = U_n \frac{V_{p,c,n}}{V_{c,n}}$  puis revenir à l'étape 1 avec  $n=n+1$

L'algorithme de cette méthode itérative est présenté sur la figure (3.14).

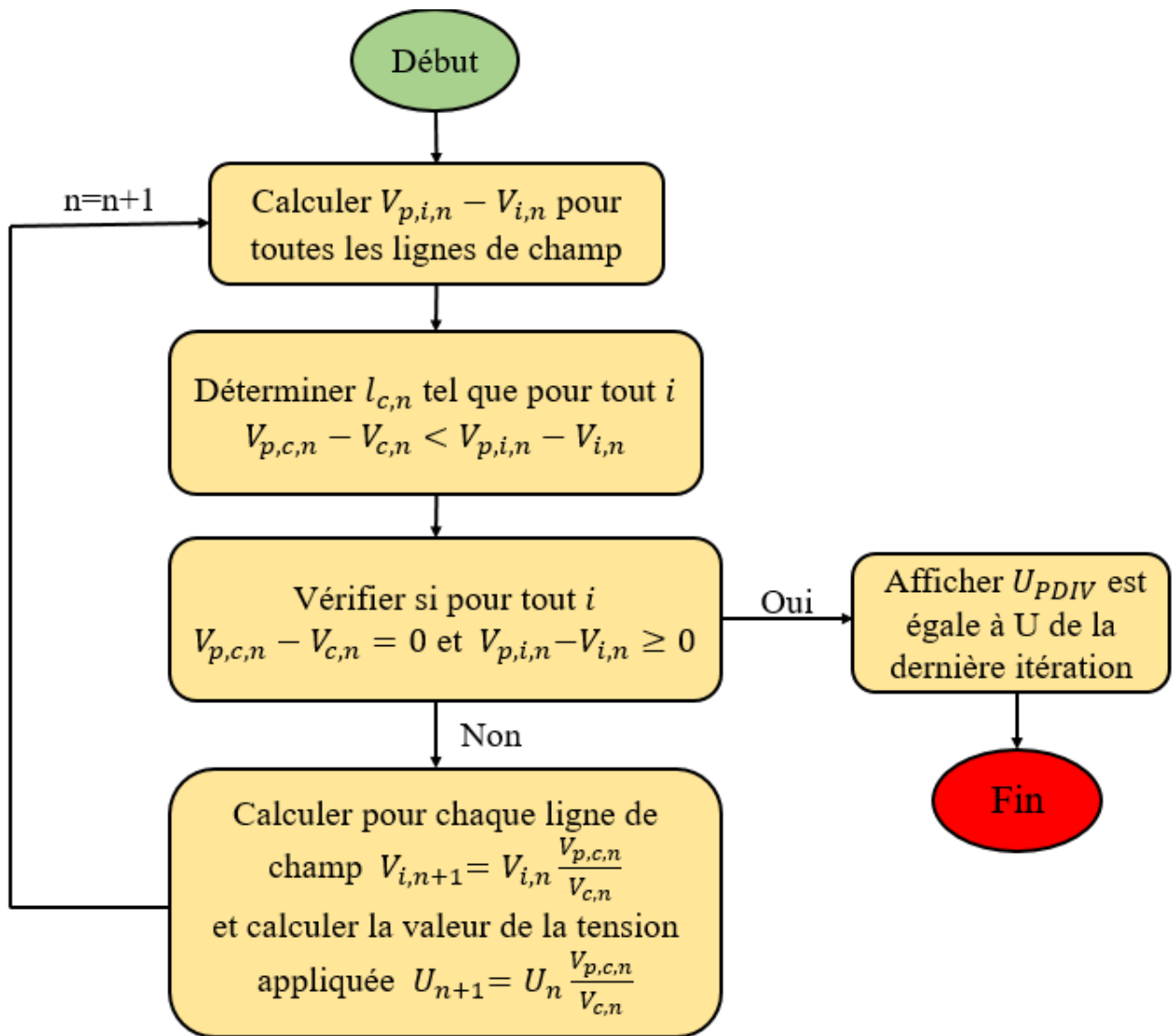


FIGURE 3.14 – Organigramme de la méthode itérative de calcul de la PDIV théorique

Cette méthode itérative offre une convergence beaucoup plus rapide vers la solution par rapport aux méthodes classiques telles que l'augmentation à pas fixe ou la dichotomie, et ce, indépendamment de la valeur initiale de la tension  $U_0$ .

Nous avons appliqué la méthode itérative de calcul de la PDIV théorique sur nos deux configurations, éprouvettes normalisées torsadées de diamètres de 1,25 mm et 0,5 mm, avec une valeur initiale de tension appliquée  $U_0 = 1000$  V. Les courbes de lignes de champ ont été comparées à celle de Paschen dont les paramètres sont donnés dans le tableau (3.1).

TABLE 3.1 – Paramètres de la courbe de Paschen

Paramètre	Valeur
$A(\text{bar}^{-1} \text{ mm}^{-1})$ [22]	1140
$B(\text{V bar}^{-1} \text{ mm}^{-1})$ [22]	27740
$p$ (bar)	1
Deuxième coefficient de Townsend $\gamma$ [69]	$6.10^{-4}$

Les résultats de calcul des PDIV théoriques pour les éprouvettes torsadées de diamètres de 1,25 mm et 0,5 mm respectivement sont représentés sur les figures (3.15) et (3.16). Comme montré sur ces figures, notre méthode converge vers la solution en 3 itérations seulement, ce qui permet de minimiser le temps de calcul. Ainsi, les valeurs de la PDIV trouvées sont très proches de celles mesurées expérimentalement, ce qui montre l'exactitude de notre méthode.

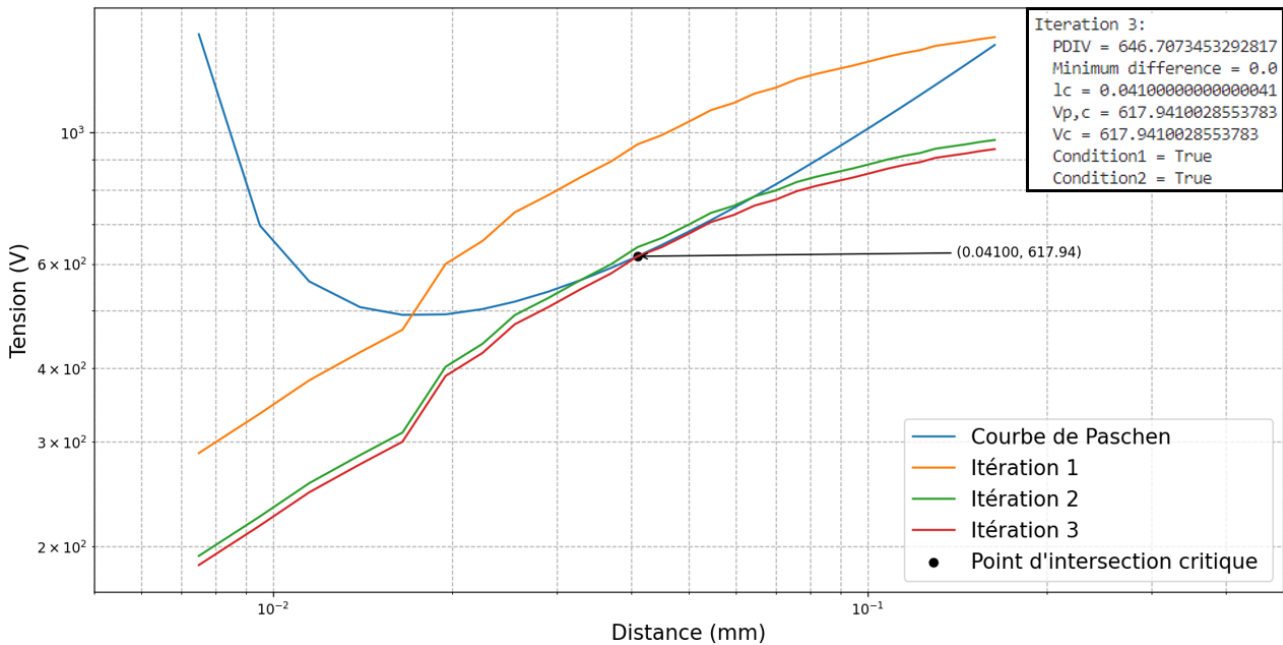


FIGURE 3.15 – Calcul de la PDIV théorique pour une éprouvette torsadée de 1,25 mm de diamètre

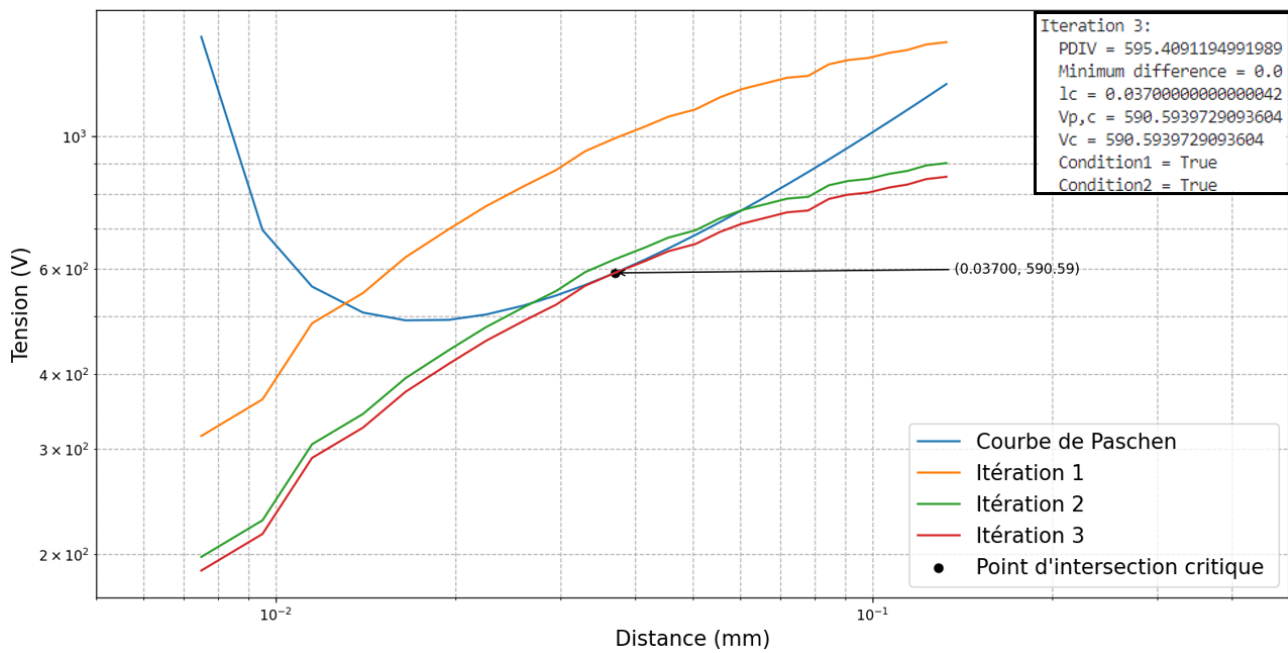


FIGURE 3.16 – Calcul de la PDIV théorique pour une éprouvette torsadée de 0,5 mm de diamètre

### 3.9 Évaluation de notre modèle à travers un exemple précédemment étudié

Pour évaluer la performance de notre modèle de calcul, nous allons comparer son résultat avec celui déterminé par Collin [69]. L'étude faite par Collin consiste à trouver la ligne de champ où il y a une activité de DP. L'exemple consiste à étudier le cas de deux fils d'un bobinage d'une machine électrique. Les données relatives à cette configuration sont présentées dans le tableau (3.2).

Pour des raisons de symétrie, chaque fil, dont la section est un disque, est représenté par un quart seulement. Collin a utilisé le logiciel Ansys Mechanical APDL pour le maillage et la résolution du problème électrostatique. La géométrie et le maillage sont illustrés sur la figure (3.17). Le maillage comporte 4144 éléments quadrilatères. Le calcul des lignes de champ a été réalisé à l'aide d'une méthode de tubes de flux basée sur les travaux de Horowitz [78]. L'algorithme est implémenté sous MATLAB.

TABLE 3.2 – Données de l'exemple étudié par Collin [69]

Rayon du fil conducteur	0,75 mm
Épaisseur de la couche isolante du fil	70 $\mu$ m
Permittivité relative de l'isolation	3,5
Potentiel du premier conducteur	1000 V
Potentiel du deuxième conducteur	0 V

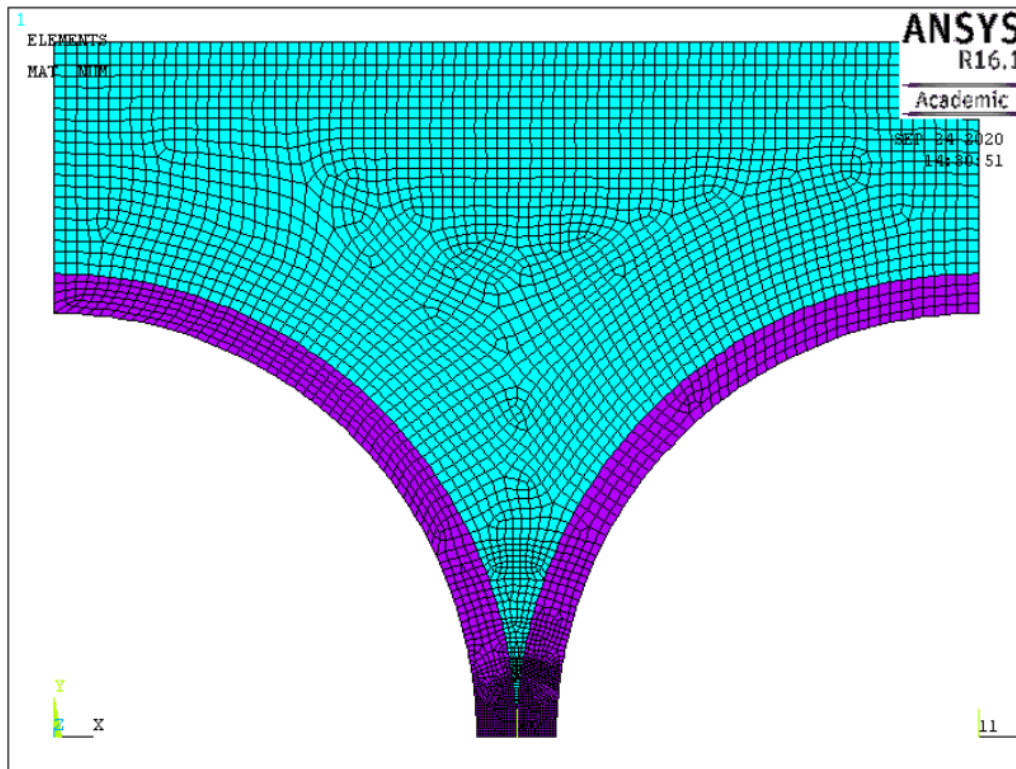


FIGURE 3.17 – Géométrie et maillage de la configuration de Collin sur ANSYS [69]

Nous avons utilisé la même configuration sur le logiciel Gmsh. Le résultat du maillage à éléments triangulaires est illustré sur la figure (3.18). La résolution du problème électrostatique a été faite avec GetDP. Le résultat de cette résolution est présenté sur la figure (3.19).

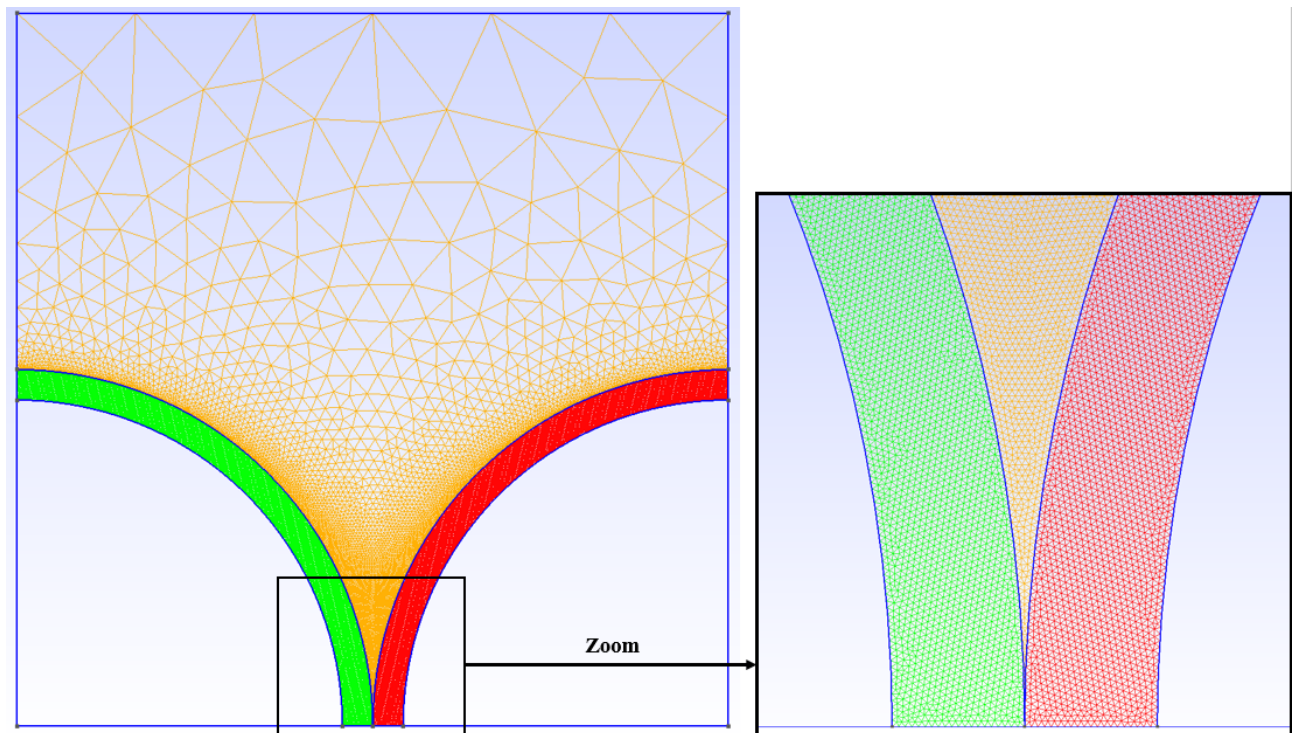


FIGURE 3.18 – Géométrie et maillage de la configuration sur Gmsh

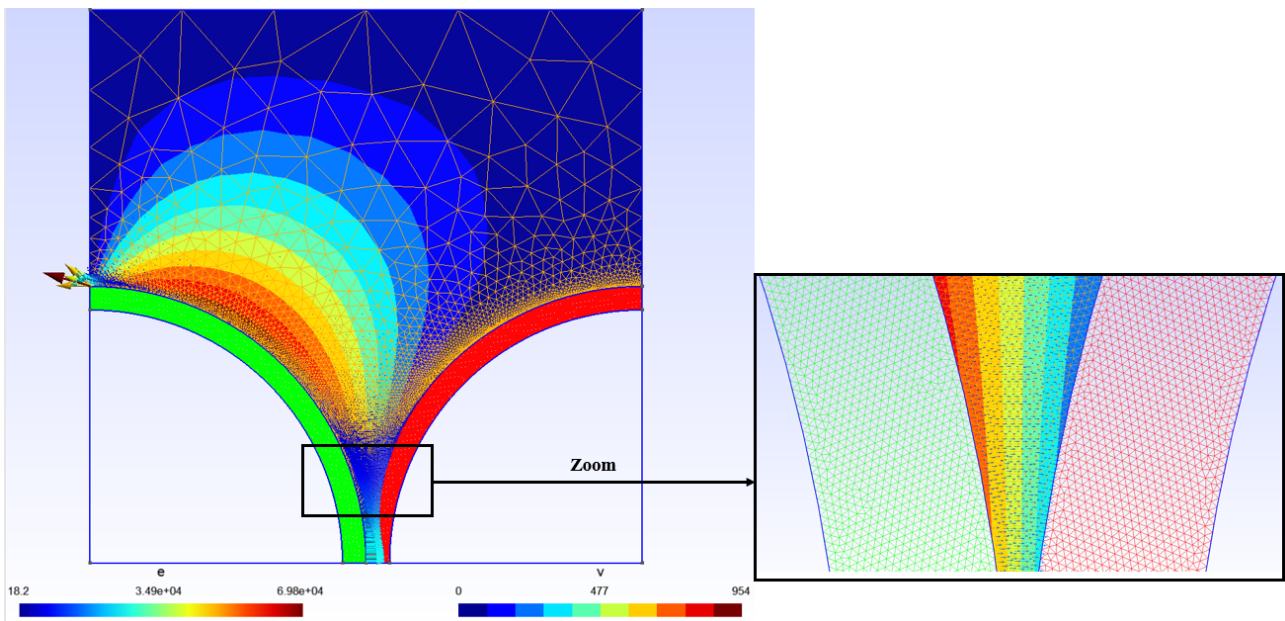


FIGURE 3.19 – Résultats de la résolution du problème électrostatique avec GetDP

Notre méthode consiste à exploiter le maillage, la carte du champ et celle du potentiel (Figure 3.19) sur un code python afin d'appliquer les étapes itératives pour la construction des lignes de champ avec le calcul de la longueur et la différence du potentiel pour chaque ligne.

Les lignes de champ calculées par Collin sont présentées sur la figure (3.20) et celles calculées par notre méthode sur les figures (3.21) et (3.22).

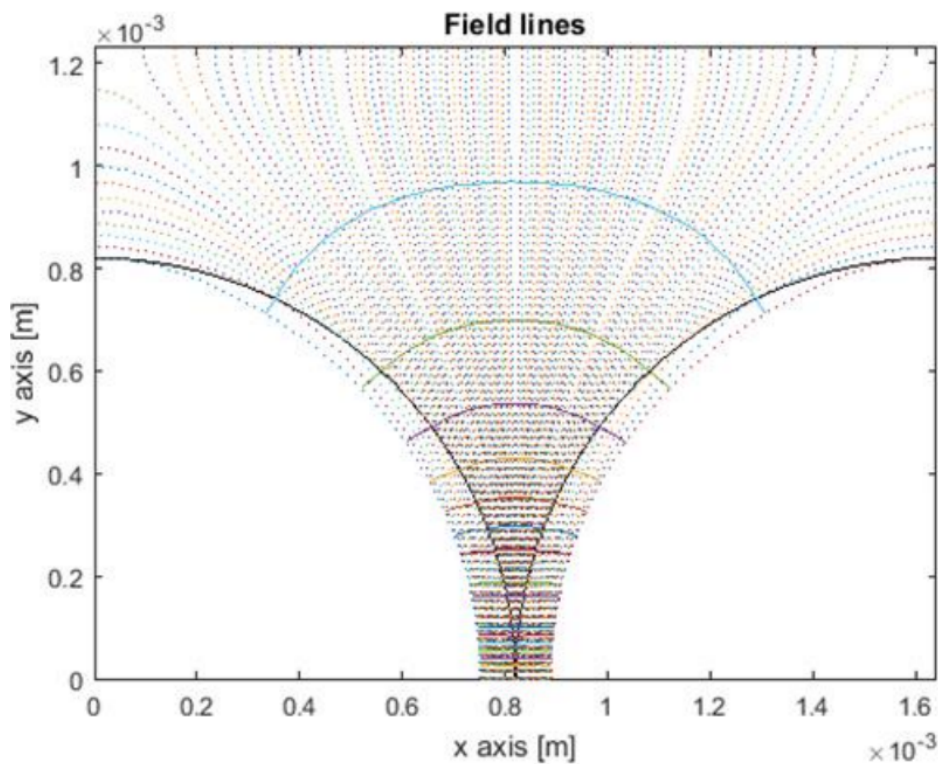


FIGURE 3.20 – Lignes de champ calculés par Collin [69]

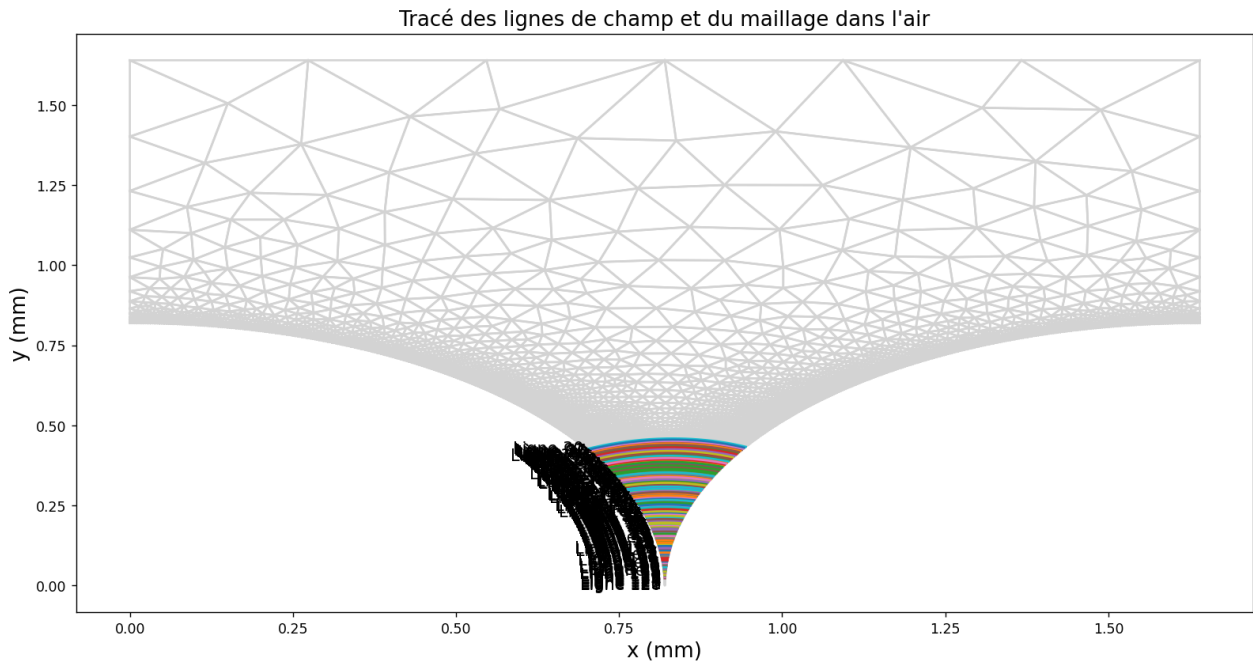


FIGURE 3.21 – Lignes de champ calculées par notre méthode

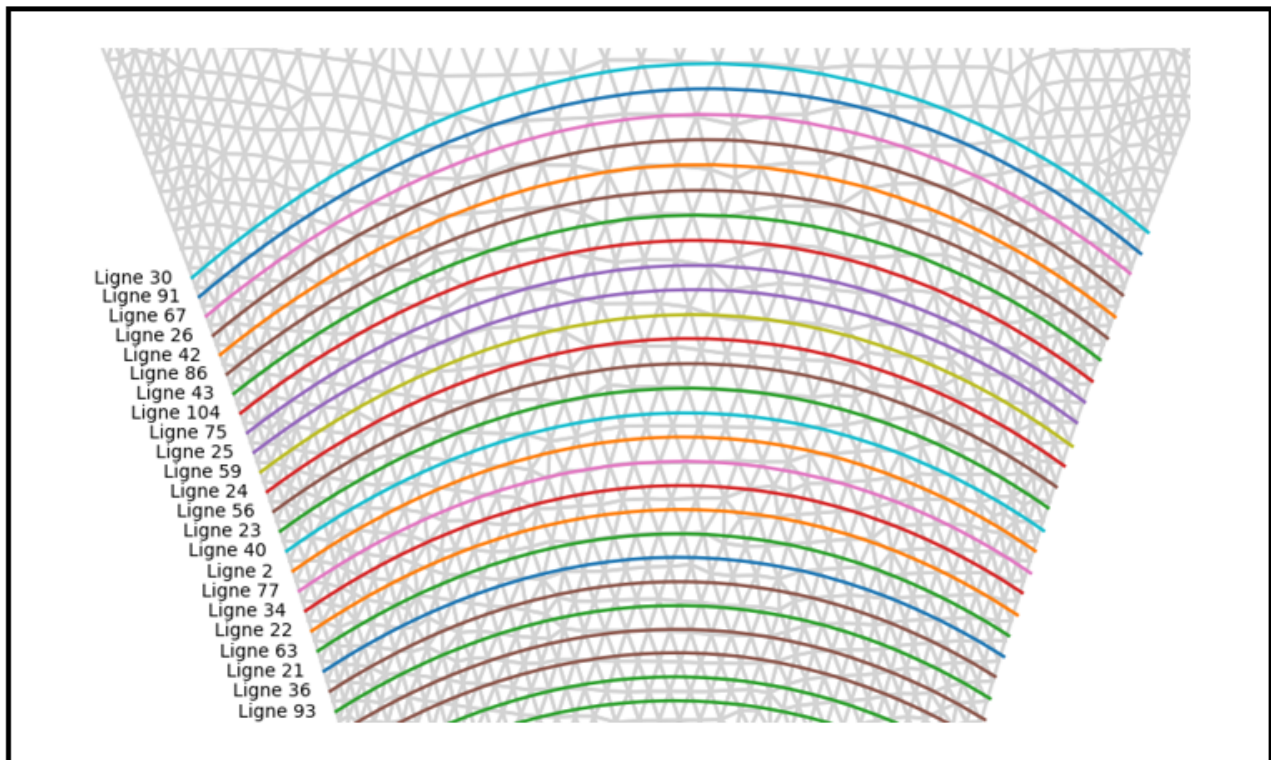


FIGURE 3.22 – Zoom sur les lignes de champ calculées par notre méthode

Nous remarquons que notre méthode génère plus de lignes de champ, ce qui implique une meilleure précision et plus d'informations pour le calcul de la courbe des lignes de champ. En utilisant notre méthode, nous pouvons définir dès le départ la densité des lignes de champ, qui est directement liée au maillage.

Ainsi, la courbe  $V=f(l)$  obtenue en appliquant notre méthode est illustrée sur la figure (3.23).

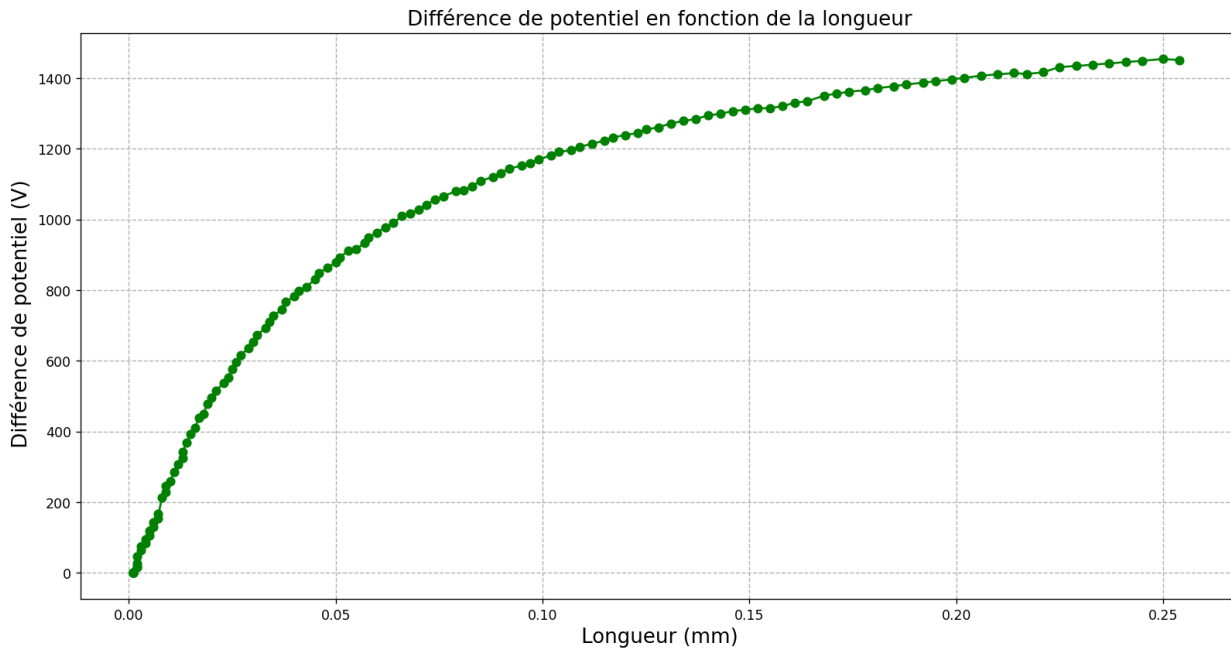


FIGURE 3.23 – Différences de potentiel en fonction de la longueur calculées par notre méthode pour la configuration de Collin [69]

L'application du critère de Paschen sur la partie des lignes de champ dans l'air donne le point d'intersection critique entre la courbe de Paschen standard de l'air et celle de la différence du potentiel en fonction de la longueur des lignes du champ. Ce point est 0,03703 mm et 462,9 V pour la méthode de Collin [69], représenté sur la figure (3.24). Pour notre méthode, l'activité de la décharge partielle est trouvée dans la ligne ayant comme longueur 0,037 mm et 463,88 V comme différence du potentiel, le point est trouvé après 3 itérations avec notre méthode du calcul de la PDIV montrée sur la figure (3.25). Cette légère différence est due à la résolution et la différence de la méthode de calcul. Notre méthode utilise un maximum nombre d'informations du maillage (un vecteur  $\vec{E}$  par élément de maillage). En plus, le nombre de lignes de champ calculées par notre méthode est plus élevé (résolution plus élevée). Ainsi, notre méthode permet de calculer la valeur de la PDIV théorique, comme expliqué dans la section (3.8). Ce résultat a été trouvé après 3 itérations avec notre modèle.

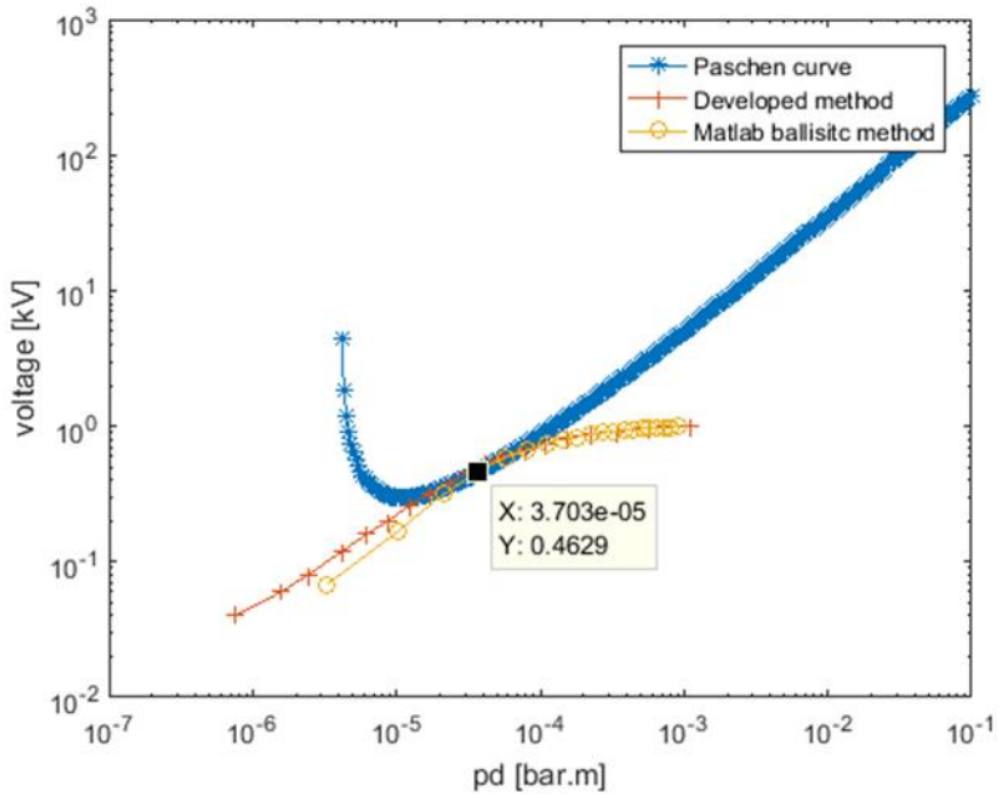


FIGURE 3.24 – Intersection de lignes de champ avec la courbe de Paschen par la méthode de Collin [69]

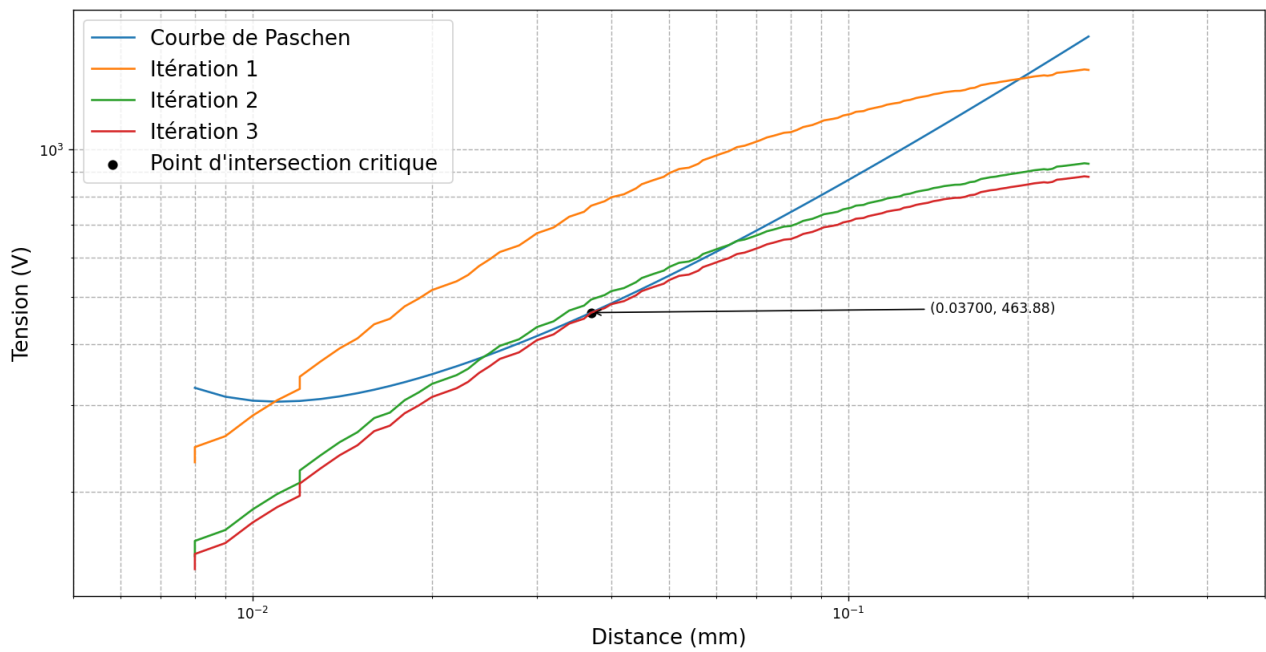


FIGURE 3.25 – Intersection de lignes de champ avec la courbe de Paschen par notre méthode



### 3.10 Conclusion

Ce troisième chapitre nous a permis de mettre en lumière le développement et la validation d'un modèle 2D pour le calcul de la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) dans des systèmes d'isolation électrique. L'utilisation des logiciels Gmsh et GetDP a été cruciale pour la modélisation géométrique, le maillage et la résolution des problèmes électrostatiques, nous permettant ainsi d'obtenir des cartes précises de champ électrique et de potentiel pour différentes configurations de géométries d'éprouvettes torsadées.

Les résultats obtenus ont montré une bonne concordance entre les prédictions théoriques du modèle et les données expérimentales de la PDIV, ce qui atteste de la pertinence de notre approche. En particulier, les comparaisons effectuées pour des éprouvettes de diamètres différents 1,25 mm et 0,5 mm ont validé la capacité de notre approche à prédire avec précision les variations de la PDIV en fonction des caractéristiques géométriques.

L'évaluation de notre modèle par rapport à un cas d'étude déjà documenté dans la littérature a également renforcé la confiance dans notre méthodologie. Cette étape a démontré que notre approche peut être généralisée et appliquée à d'autres systèmes, assurant ainsi sa robustesse et sa fiabilité.

Le travail présenté dans ce chapitre contribue de manière significative à la compréhension et à la modélisation des décharges partielles. Il fournit un outil précieux pour l'évaluation et la conception de composants électriques à haute tension, contribuant ainsi à l'amélioration de la performance et de la fiabilité des systèmes électriques.

# Conclusion générale et perspective

Le travail que nous avons effectué, dans le cadre de notre mémoire de projet de fin d'études, a porté sur la mesure, l'analyse statistique et la modélisation de la tension d'apparition des décharges partielles dans des systèmes d'isolation électrique. Ce mémoire a permis d'approfondir notre compréhension des décharges électriques dans les systèmes d'isolation électrique en se focalisant particulièrement sur les décharges partielles. À travers une exploration théorique, expérimentale et numérique, nous avons couvert les aspects fondamentaux, les méthodes de mesure, ainsi que la modélisation de ces phénomènes.

Dans un premier temps, nous avons rappelé les bases des décharges électriques dans les gaz, détaillant le mécanisme physique menant à l'amorçage et à l'entretien des décharges. La loi de Paschen, qui lie la tension d'apparition des décharges au produit de la pression par la distance entre les électrodes, a été particulièrement mise en lumière. De plus, nous avons approfondi notre compréhension des décharges partielles en les définissant, en les classifiant et en discutant diverses méthodes de détection et de mesure. Ces éléments sont cruciaux pour le diagnostic des systèmes électriques haute tension.

Ensuite, nous avons adopté une approche méthodique pour mesurer la tension d'apparition des décharges partielles (PDIV) dans des systèmes électriques, en utilisant des éprouvettes normalisées de fils torsadés de différents diamètres. Les résultats de mesure ont montré que la PDIV augmente avec le diamètre du fil. Les essais ont révélé des comportements distincts en fonction des conditions de mesure et du diamètre des fils. Les analyses statistiques ont montré une plus grande stabilité de la PDIV pour les fils de plus grand diamètre (1,25 mm), indiquant une moindre sensibilité aux variations des conditions de test par rapport aux fils de plus petit diamètre (0,5 mm).

Finalement, nous avons développé et validé un modèle numérique 2D pour le calcul de la PDIV, utilisant les logiciels Gmsh et GetDP pour la modélisation géométrique et la résolution des problèmes électrostatiques. Les résultats de nos simulations ont montré une bonne concordance avec les données expérimentales, validant ainsi notre approche. Ces résultats, comparés avec une étude documentée dans la littérature, ont démontré la robustesse et la fiabilité de notre modèle, ouvrant la voie à son application à diverses configurations.

Le travail accompli dans ce mémoire propose plusieurs pistes de recherche future. L'une des perspectives majeures consiste à développer des modèles permettant de déterminer la PDIV dans différentes conditions de pression et de température. Pour cela, des modèles Éléments Finis 2D et 3D, résolvant les équations de l'électrostatique, seront mis au point. Ces modélisations permettront d'obtenir des cartes de champs électriques exploitées pour obtenir des informations sur les contraintes. En couplant ces données avec les équations d'apparition des décharges partielles modifiées pour inclure la température, l'humidité et la pression, nous pourrions améliorer la prédiction et la compréhension des conditions menant aux décharges partielles.

# Bibliographie

- [1] C. T. Duy, N. Bonifaci, A. Denat, O. Lesaint, A. Girodet, B. Gelloz, and P. Ponchon, “Partial discharges at a triple metal/solid insulator/gas interface, and simulation of inception threshold,” *Journal of Electrostatics*, vol. 66, pp. 319–327, May 2008.
- [2] E. Odic, A. Goldman, M. Goldman, M. Dhainaut, and R. Dussart, “Current distribution of ac surface discharges and associated chemistry,” *Journal of Electrostatics*, vol. 64, pp. 477–484, Jul 2006.
- [3] T. Mathurin, S. Duchesne, and G. Parent, “Assessment of finite element simulation methodologies for the use of paschen’s law in the prediction of partial discharge risk in electrical windings,” *IEEE Access*, vol. 8, pp. 144557–144564, 2020.
- [4] J. Moeneclaey, *Méthode de conception des bobinages des actionneurs électriques adaptés aux nouvelles contraintes de l’avionique*. PhD thesis, l’Université d’Artois, 2015.
- [5] O. A. I. Rahmouni, S. Ait-Amar, S. Duchesne, and J.-F. Wecksteen, “In-depth partial discharge inception voltage analysis in laminated busbar by means of experimentations and simulations,” *IEEE Access*, 2024.
- [6] R. Boukadoum, R. Landfried, T. Leblanc, E. Odic, P. Teste, and O. Gavard, “Comparison of the effect of different types of aging on partial discharge inception voltage in aerospace power connectors,” in *2017 IEEE Electrical Insulation Conference (EIC)*, (Baltimore, USA), pp. 165–168, IEEE, 11-14 Jun 2017.
- [7] F. Paschen, “Ueber die zum funkenübergang in luft, wasserstoff und kohlendäure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz,” *Annalen der Physik*, vol. 273, no. 5, pp. 69–96, 1889.
- [8] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, 1991.
- [9] J. Holtzhausen and W. Vosloo, *High Voltage Engineering Practice and Theory*. Infinity Press, 2007.
- [10] J.-M. Rax, *Physique des plasmas*. Cours et applications, DUNOD, 2005.
- [11] A. Sublet, *Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d’oxyde de silicium*. PhD thesis, Ecole Polytechnique de Lausanne, 2007.
- [12] L. Caliap, *Etude de l’optimisation des isolants d’un point de vue diélectrique pour les contraintes du GIS*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, Université de Grenoble, 2010.
- [13] A. Küchler, *High voltage engineering : Fundamentals-technology-applications*. VDI-Buch, Heidelberg : Springer Vieweg, 1st ed., 2018.
- [14] W. Schufft, *Taschenbuch der elektrischen Energietechnik*. München : Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 1st ed., 2007.
- [15] A. Fridman, *Plasma chemistry*. Cambridge University Press, 2008.
- [16] “Cours www cinétique chimique.” <http://www2.chm.ulaval.ca/cours/>, 2003. Université Laval, Québec, Canada.

- 
- [17] R. Szilágyi, *Study of partial discharge and gas breakdown phenomena at a triple junction under various pressure and temperature conditions*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2024.
- [18] F. Rothen, *Physique générale*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 1999.
- [19] F. Koliatene, *Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique*. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2009.
- [20] A. Von Engel, "John sealy edward townsend 1868-1957," *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*, vol. 3, pp. 257–272, 1957.
- [21] G. R. Govinda Raju and R. Hackam, "Note on paschen law and the similarity theorem at the minimum breakdown voltage," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-9, pp. 63–66, jun 1974.
- [22] E. Badareu and I. Popescu, *"Gaz Ionisés"*. DUNOD, 1968.
- [23] G. Renou, "Dépôt de films nanométriques en pulvérisation cathodique radiofréquence dépôt de films nanométriques en pulvérisation cathodique radiofréquence," *Techniques de l'Ingénieur*, vol. 33, 2006.
- [24] F. W. Peek, *"Dielectric phenomena in high-voltage engineering"*. McGraw-Hill Book Company Inc, 2nd ed., 1920.
- [25] NASA, "U.s. standard atmosphere," 2024.
- [26] World Meteorological Organization, "Standard atmosphere," 2024.
- [27] R. Boukadoum, *Étude des décharges partielles et de leur transition à l'arc dans la connectique aéronautique du futur*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2018.
- [28] W. G. Dunbar and J. W. Seabrook, "High voltage design guide for airborne equipment," *Boeing Aerospace Company*, Jun 1976.
- [29] H. Kirkici, "High voltage insulation space environment and design guideline," in *Conf Rec Int Power Modul Symp High Volt Work*, (Arlington, USA), pp. 33–37, 14-18 May 2006.
- [30] G. Galli, H. Hamrita, C. Jammes, M. J. Kirkpatrick, E. Odic, P. Dessante, and P. Molinié, "Paschen's law in extreme pressure and temperature conditions," in *Conf Rec Int Power Modul Symp High Volt Work*, vol. 47, (France), pp. 1641–1647, 15 Feb 2019.
- [31] "IEC 60270 : High-Voltage Test Techniques - Partial Discharge Measurements," 2000. IEC.
- [32] K. Hencken and Y. Maret, "Teilentladungen in mittelspannungsanlagen - phänomene, messtechniken, trends," (Zuzwil), Jan 2017. Présentation du 18 janvier 2017.
- [33] O. Altay, O. Kalenderli, A. Merev, S. Dedeoglu, and K. Gulnihar, "Preliminary partial discharge measurements with a computer aided partial discharge detection system," in *2009 International Conference on Electrical and Electronics Engineering - ELECO 2009*, (Bursa), pp. I-345–I-348, IEEE, 05-08 Nov 2009.
- [34] A. Küchler, *Hochspannungstechnik : Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. VDI-Buch, Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 3 ed., 2009.
- [35] R. H. Khawaja and T. R. Blackburn, "Partial discharge patterns in oil-impregnated paper and pressboard insulation at high temperature," in *Australasian Universities Power Engineering Conference*, (Sydney, Australia), p. 6, IEEE, 14-17 Dec 2008.
- [36] F. H. Krueger, E. Gulski, and A. Krivda, "Classification of partial discharges," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 28, no. 6, pp. 917–931, 1993.
- [37] F. H. Krueger, *Industrial High DC Voltage - 1. Fields, 2. Breakdowns, 3. Tests*. Delft : Delft University Press, 1995. <https://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid:bf4186ec-d67a-4438-871b-ecadf7c59531> (Accessed : May 14, 2021).
- [38] M. G. Danikas and T. Tanaka, "Nanocomposites-a review of electrical treeing and breakdown," *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 25, pp. 19–25, Jul 2009.
- [39] R. Bartnikas, "Effect of pulse rise time on the response of corona detectors," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-7, no. 1, pp. 3–8, 1972.

- [40] R. Bartnikas, “1987 whitehead memorial lecture – a commentary on partial discharge measurement and detection,” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 9, no. 5, pp. 629–653, 1987.
- [41] D. A. Nattrass, “Partial discharge measurement and interpretation,” *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 4, no. 3, pp. 10–23, 1988.
- [42] R. Bartnikas, “Partial discharges their mechanism, detection and measurement,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, no. 5, pp. 763–808, 2002.
- [43] F. H. Krueger, M. G. Wezelenburg, A. G. Wiemer, and W. A. Sonneweld, “Partial discharge part xviii. errors in the location of partial discharges in high voltage solid dielectric cables,” *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 9, no. 6, pp. 15–24, 1993.
- [44] L. Berquez and J. L. Franceschi, “Détection acoustique des décharges partielles dans les films isolants polymères minces sous contrainte électrique,” in *Congrès Français d’Acoustique*, pp. 657–660, 2006.
- [45] L. E. Lundgaard, “Acoustic partial discharge detection - fundamental considerations,” *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 8, pp. 25–31, Jul/Aug 1992.
- [46] M. Muhr and R. Schwarz, “Experience with optical partial discharge detection,” in *International Conference on Advances in Processing, Testing and Application of Dielectric Materials*, (Wroclaw , Poland), pp. 26–29, 16 Apr 2007.
- [47] S. Behrend, *Optische und elektrische Untersuchungen zu Teilentladungen in transparenten Silikonelastomeren*. PhD thesis, TU Berlin, Berlin, 2015. Accessed : May 14, 2021. [Online]. Available : <https://depositonce.tu-berlin.de/handle/11303/4786>.
- [48] F. Alrumayan, I. Cotton, and A. Nelms, “Partial discharge testing of aerospace electrical systems,” *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 46, pp. 848–863, Apr 2010.
- [49] E. Odic, E. Jouseau, G. Vivien, and C. Maroni, “Characterization of medium voltage equipment ageing by monitoring of partial discharges chemical and acoustical emission,” *10th Int. Electr. Insul. Conf.*, pp. 24–29, 24-26 May 2006.
- [50] “Ieee guide to the measurement of partial discharge in rotating machinery,” Aug 2000.
- [51] M. Karadjian, *Endurance et tenue diélectrique de l’isolation de câbles électriques pour l’aéronautique*. PhD thesis, Université Paris Saclay, Dec 2018.
- [52] M. Conti, *Development of artificial intelligence systems for electrical insulation defect identification through partial discharge measurements*. PhD thesis, University of Bologna, Bologna, 2003.
- [53] L. Niemeyer, “Generalized approach to partial discharge modeling,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2, pp. 510–528, Aug 1995.
- [54] International Electrotechnical Commission, “IEC 60851-2 : Winding wires - Test methods - Part 2 : Dimensions,” 2016. Standard IEC 60851-2.
- [55] I. IEC, “60270, high-voltage test techniques—partial discharge measurement, version 2000,” 2000.
- [56] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*. Cambridge University Press, 2023.
- [57] T. Mariprasath and M. Ravindaran, “An experimental study of partial discharge analysis on environmental friendly insulating oil as alternate insulating material for transformer,” *Sādhanā*, vol. 47, no. 4, p. 204, 2022.
- [58] G. Bohm and G. Zech, *Introduction to statistics and data analysis for physicists*, vol. 1. Desy Hamburg, 2010.
- [59] R. J. Van Brunt, “Stochastic properties of partial-discharge phenomena,” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 26, no. 5, pp. 902–948, 1991.
- [60] T. Klueter, J. Wulff, and F. Jenau, “Measurement and statistical analysis of partial discharges at dc voltage,” in *2013 48th International Universities’ Power Engineering Conference (UPEC)*, (Dublin, Ireland), pp. 1–5, IEEE, 02-05 Sep 2013.

- 
- [61] B. S. Everitt and A. Skrondal, “The cambridge dictionary of statistics,” 2010.
- [62] R. A. Johnson and D. W. Wichern, “Applied multivariate statistical analysis,” 2002.
- [63] C. Geuzaine and J.-F. Remacle, “Gmsh : A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities,” *International journal for numerical methods in engineering*, vol. 79, no. 11, pp. 1309–1331, 2009.
- [64] C. Geuzaine, “Getdp : a general finite-element solver for the de rham complex,” in *PAMM : Proceedings in Applied Mathematics and Mechanics*, vol. 7, pp. 1010603–1010604, Wiley Online Library, 2007.
- [65] P. Dular and C. Geuzaine, “Getdp : a general environment for the treatment of discrete problems,” 1997.
- [66] P. Dular and C. Geuzaine, “Getdp : A general environment for the treatment of discrete problems, 2005,” URL : <http://www.geuz.org/getdp>.
- [67] <https://fr.wikipedia.org/wiki/>.
- [68] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1962.
- [69] P. Collin, *Design, taking into account the partial discharges phenomena, of the electrical insulation system (EIS) of high power electrical motors for hybrid electric propulsion of future regional aircrafts*. PhD thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2020.
- [70] G. Parent, S. Duchesne, and P. Dular, “Determination of flux tube portions by adjunction of electric or magnetic multivalued equipotential lines,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 53, no. 6, pp. 1–4, 2017.
- [71] G. Parent, M. Rossi, S. Duchesne, and P. Dular, “Determination of partial discharge inception voltage and location of partial discharges by means of paschen’s theory and fem,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, no. 6, pp. 1–4, 2019.
- [72] Z. Ren, “2-d dual finite-element formulations for the fast extraction of circuit parameters in vlsi,” *IEEE transactions on magnetics*, vol. 39, no. 3, pp. 1590–1593, 2003.
- [73] P. Collin, D. Malec, and Y. Lefèvre, “A general method to compute the electric flux lines between two magnet wires in close contact and its application for the evaluation of partial discharge risks in the slots of electric machines embedded in future transportation systems,” *Advances in Aerospace Science and Technology*, vol. 6, pp. 24–42, Mar 2021.
- [74] N. Hayakawa and H. Okubo, “Partial discharge characteristics of inverter-fed motor coil samples under ac and surge voltage conditions,” *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 21, no. 1, pp. 5–10, 2005.
- [75] D. Roger, S. Ait-Amar, and E. Napieralska, “A method to reduce partial discharges in motor windings fed by pwm inverter,” *Open Physics*, vol. 16, no. 1, pp. 599–604, 2018.
- [76] D. Pugmire, H. Childs, C. Garth, S. Ahern, and G. H. Weber, “Scalable computation of streamlines on very large datasets,” in *Proceedings of the Conference on High Performance Computing Networking, Storage and Analysis*, (Portland, USA), pp. 1–12, 14-20 Nov 2009.
- [77] C. A. Gross, *Electric Field Analysis*. CRC Press, 1998.
- [78] E. Horowitz, “A general field-line plotting algorithm,” *Computers in Physics*, vol. 4, no. 4, pp. 418–422, 1990.